ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 28 MARS 1938.

PRÉSIDENCE DE M. AIMÉ COTTON.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Ministre de l'Éducation Nationale** adresse ampliation du décret, en date du 20 mars 1938, portant approbation de l'élection que l'Académie a faite de M. **Émile Roubaud** pour occuper dans la Section d'Anatomie et Zoologie la place vacante par le décès de M. *Ch. Gravier*.

Il est donné lecture de ce décret.

Sur l'invitation de M. le Président, M. **Émile Roubaud** prend place parmi ses Confrères.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à M. **Henri Fehr**, Professeur de l'Université de Genève et à M. **Alexandre Ostrowski**, Professeur de l'Université de Bâle, qui assistent à la séance.

PHYSIQUE. — *Relativité, résonance et diffusion moléculaire.* Note (1) de M. **Charles-Eugène Guye**.

Nous avions cru pouvoir (2) indiquer deux méthodes permettant de vérifier le principe de relativité restreinte; ces méthodes étant basées, comme la méthode des rayons canaux, sur l'observation du déplacement

---

(1) Séance du 21 mars 1938.

(2) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 29 à 31.

des raies spectrales. Nous avons reconnu depuis que cette vérification n'était pas possible dans ces conditions ([3]).

Soit, en effet, un observateur A immobile qui envoie une radiation de fréquence ν_0 sur un faisceau B d'ions positifs animés par rapport à lui d'une vitesse β et désignons par φ_0 l'angle que fait pour cet observateur la direction d'émission avec cette vitesse.

Pour un observateur fictif B lié à ces ions, la fréquence serait en vertu des formules de la relativité

$$\nu'_0 = \nu_0 \frac{(1-\beta\cos\varphi_0)}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{1}$$

avec

$$\cos\varphi'_0 = \frac{\cos\varphi_0 - \beta}{1-\beta\cos\varphi_0}. \tag{2}$$

Si maintenant l'observateur B renvoie à son tour vers A une radiation de même fréquence $\nu'_1 = \nu'_0$ sous un angle φ'_1, l'observateur A recevra une radiation de fréquence

$$\nu_1 = \nu_0 \frac{(1+\beta\cos\varphi'_1)}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{3}$$

avec

$$\cos\varphi_1 = \frac{\cos\varphi'_1 + \beta}{1+\beta\cos\varphi'_1}. \tag{4}$$

Remplaçant $\cos\varphi'_1$ dans (3) par sa valeur tirée de (4), il vient tous calculs faits

$$\nu_1 = \nu_0 \frac{(1-\beta\cos\varphi_0)}{(1-\beta\cos\varphi_1)}. \tag{5}$$

Enfin, lorsque $\cos\varphi'_1 = -\cos\varphi'_0 = \beta$, on a

$$\cos\varphi_1 = \frac{2\beta}{(1+\beta^2)} \tag{6}$$

et

$$\nu_1 = \frac{\nu_0(1+\beta^2)}{(1-\beta^2)} \quad ([4]). \tag{7}$$

On voit donc (5) que, si l'émission et l'observation en A sont toutes deux normales à la direction du faisceau d'ions positifs ou plus généralement

---

([3]) *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 224.

([4]) Je tiens à remercier ici M. E. Stueckelberg qui a bien voulu revoir avec moi ce point délicat de la théorie.

si $\cos\varphi_1 = \cos\varphi_0$, on aura $\nu_1 = \nu_0$ et il n'y aura pas déplacement des raies spectrales comme nous l'avions cru d'abord.

Cas de la résonance. — Toutefois, si l'on parvenait à illuminer par résonance un faisceau d'ions positifs en mouvement rapide, on pourrait, par les conditions mêmes dans lesquelles se produirait la résonance, vérifier le principe de relativité, car on aurait, au moment où se produirait l'illumination et pour le cas $\cos\varphi_0 = 0$,

$$\text{(I)} \qquad \nu_r = \frac{\nu_0}{\sqrt{1-\beta_r^2}},$$

ν_r étant la fréquence que l'ion positif est susceptible d'émettre au repos par résonance; ν_0 la fréquence de la radiation excitatrice $(\nu_0 < \nu_r)$; β_r la vitesse des ions positifs calculée par la relation

$$\text{(II)} \qquad (n\varepsilon)U_r = \frac{1}{2}(\mu)c^2\beta_r^2 \quad (^5).$$

L'expérience consisterait alors à augmenter progressivement le potentiel accélérateur jusqu'à ce que l'illumination se produise et à noter la valeur U_r de ce potentiel pour ce régime.

Si donc on parvenait à vaincre les difficultés expérimentales, dont l'une des principales résulte de la faible densité qu'ont encore actuellement les courants d'ions positifs accélérés, *l'observation des conditions de résonance permettrait de vérifier directement la formule de la relativité concernant la marche des horloges* (1).

Cas de la diffusion moléculaire. — Il convient en premier lieu de remarquer que la diffusion moléculaire est généralement attribuée à des vibrations forcées et que les lois n'en demeurent simples qu'à la condition que la fréquence de la lumière incidente soit très éloignée de celles qui correspondent aux raies d'absorption ou de résonance de la molécule irradiée, supposée d'ailleurs à l'état neutre. Dans ces conditions, lorsqu'une onde plane tombe sur un faisceau de molécules orientées dans toutes les directions ou même sur une molécule prenant successivement et rapidement toutes les orientations possibles, il y a néanmoins une *direction privilégiée* selon laquelle l'in-

---

[5] $(n\varepsilon)$ charge de l'ion positif; U_r potentiel accélérateur au moment de la résonance; (μ) masse cinétique de l'ion positif, à peine différente de la masse au repos pour les vitesses envisagées; c vitesse de la lumière.

tensité lumineuse diffusée est maximum ; c'est la direction même ou opposée à celle du rayon incident [6].

En est-il de même lorsque les molécules ou les atomes sont ionisés? C'est là un point qui mérite un examen attentif. Si tel était en effet le cas, on aurait pour l'observateur A, lorsque $\cos\varphi_0 = 0$, un maximum d'intensité lumineuse dans la direction pour laquelle $\cos\varphi_1 = 2\beta/(1+\beta^2)$. Mais un calcul approché montre que l'intensité lumineuse, même pour des ions de très grande vitesse, serait dans cette direction à peine différente de celle observée normalement ($\varphi_1 = 90°$). Il ne semble donc pas que cette variation d'intensité lumineuse puisse permettre une vérification de la relation (6).

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Courants telluriques et perturbations magnétiques.* Note [1] de M. **Jean Bosler**.

1. De la lecture de quelques ouvrages récents [2], il semblerait résulter que nos travaux sur les relations des courants telluriques avec les perturbations magnétiques présenteraient une part sérieuse d'incertitude. Nous espérons montrer ici qu'il n'en est rien et que nous nous sommes placé, en tout premier lieu, sur le terrain solide des faits constatés.

Avant en effet de construire une théorie générale acceptable de ces deux groupes de phénomènes, il importe, croyons-nous, d'abord de savoir si l'un des deux n'est pas la cause directe de l'autre : tant qu'on n'a pas élucidé ce point, il est illusoire d'espérer voir progresser vraiment l'ensemble de la question.

2. Or, bien que peu de personnes paraissent l'avoir remarqué, ce problème préliminaire semble maintenant résolu. Il suffit de regarder les courbes magnétiques et telluriques enregistrées au Parc Saint-Maur durant de nombreuses années pour reconnaître un parallélisme frappant, non pas seulement dans quelques paires de courbes mais dans toutes : les variations du courant tellurique Nord-Sud suivent celles de la déclinaison

---

[6] Jean Cabannes, *La diffusion moléculaire de la lumière*, p. 34, *Recueil des Conférences. — Rapports de Documentation sur la Physique*, Paris, 1929.

[1] Séance du 21 mars 1938.

[2] Voir par exemple Ch. Maurain, *Physique du Globe*, Paris, 1923, p. 150 et 155. Et (même auteur) *Magnétisme et Électricité terrestres*, fasc. I (*Actualités scientifiques et industrielles*, Paris, 1935, p. 41, 44 et 55).

magnétique et celles du courant Est-Ouest celles de la force horizontale ([3]), dans la mesure, bien entendu, des erreurs accidentelles que comportent les observations. On a donc affaire à une relation telle que $dH = K\,di$, H étant la force magnétique, i l'intensité tellurique et K un coefficient constant. Et ceci exige absolument $H = Ki + \text{const.}$ Le champ perturbateur et le courant troublant instantané sont donc proportionnels, ce qui exclut en particulier toute interprétation des courants en jeu ici par des effets d'induction dus aux fluctuations du champ magnétique terrestre.

3. La simplicité de cette démonstration n'ôte, croyons-nous, rien à sa rigueur. Le principe est d'ailleurs général. Quand deux phénomènes sont tels que les courbes qui les représentent en fonction du temps sont parallèles, ils sont liés par une *loi de proportionnalité*. Tout revient à savoir si, oui ou non, les courbes envisagées doivent être considérées comme parallèles; mais si elles le sont, aucun doute n'est possible.

Dans le cas présent, il n'y a qu'à se reporter aux diagrammes originaux de Saint-Maur pour être fixé. On constate au surplus, en choisissant les cas où la simultanéité des variations sur les quatre courbes *à la fois* n'est pas niable, que le mouvement de l'aiguille aimantée s'effectue bien dans la direction perpendiculaire à celle du courant et à sa gauche, comme dans l'expérience d'Œrsted. C'est donc le courant qui provoque la variation du champ, conformément à la loi d'Ampère, et non l'inverse. Et le courant qui agit se trouve non pas dans l'atmosphère, mais dans le sol ([4]).

Il est surprenant qu'on soit resté si longtemps sans voir ce que signifiait le parallélisme dont nous parlons ici. Les travaux d'Airy ([5]), qui remontent à 70 ans et qui étaient fondés sur les lignes telluriques de Greenwich, disposées pourtant d'une façon défectueuse, montraient à ne pouvoir s'y méprendre la voie dans laquelle il convenait de s'engager. Ces

---

([3]) J. Bosler, *Annales de l'Observatoire de Meudon*, 5, fasc. 1, 1912, p. 1-93 (*Thèse*, Paris, 1912) et aussi J. Bosler, *Courants telluriques*, in *Traité d'Électricité atmosphérique et tellurique* (E. Mathias, Paris, 1924).

([4]) Des courants atmosphériques primaires dont le rôle serait d'induire dans le sol les courants observés (Ch. Maurain, *loc. cit.*, 1935, p. 42) ne constitueraient évidemment qu'une hypothèse superflue. — Il ne s'agit ici, notons-le bien, que des mouvements inopinés *individuels* de l'aiguille aimantée et non de l'ensemble de ses variations régulières (diurne, annuelle, séculaire etc.), lesquelles peuvent parfaitement être dues, et le sont probablement, à d'autres causes. Voir là-dessus, M. Hamy, *Le Soleil et le Magnétisme terrestre* (*Annuaire du Bureau des Longitudes*, 1918, p. C. 19).

([5]) *Philosophical Transactions of the London Royal Society*, 158, 1868, p. 471, et 160, 1870, p. 215.

travaux paraissent cependant avoir passé complètement inaperçus : on les cite parfois — rarement — sans jamais, à notre connaissance, en faire état véritablement.

4. Il n'y a, dans ce qui précède, ni théorie ni opinion personnelles, mais bien *un fait*, un simple fait, à la vérité significatif. Et ce qui en souligne bien la portée, c'est que nous avons pu ([6]), après avoir constaté que les très remarquables documents telluriques et magnétiques de l'Observatoire de l'Ebre n'étaient pas d'accord avec ceux de Saint-Maur, reconnaître que toute une série des courbes de l'Ebre se trouvait reproduite à l'envers : en les retournant, la concordance se rétablissait entièrement.

Si, dans certains établissements, le parallélisme ne ressort pas toujours, il faut songer que les appareils propres à déceler le courant et le champ diffèrent beaucoup entre eux : l'inertie et la période propre de l'équipage mobile ne sont pas les mêmes; les questions d'échelle jouent un grand rôle; les couches géologiques ont souvent des anomalies locales de conductibilité; enfin une foule de détails fortuits peuvent masquer la réalité.

5. Cependant, si nous pensons pouvoir dire que « la question des perturbations magnétiques, en liaison étroite avec celles des perturbations des courants telluriques, a fait ainsi un pas décisif sur un point important » ([7]), tout autre est le problème de l'*origine* des courants telluriques eux-mêmes ([8]). C'est là que peuvent intervenir les « théories », avec la part inévitable d'hypothèse qu'elles comportent. Nous avons émis autrefois l'idée que de petits déplacements brusques de matière solaire électrisée ([9]) pourraient, par induction, engendrer, dans l'immense conducteur qu'est la Terre, des courants telluriques notables et nous avons montré qu'il était au moins possible qu'il en fût ainsi. Mais ce côté, secondaire à notre avis pour l'instant, de la question ne saurait faire perdre de vue son aspect principal, qui est l'objet propre de cette Note.

([6]) *Comptes rendus*, **191**, 1930, p. 961.

([7]) L'expression est de Henri Poincaré.

([8]) Et aussi celui de l'origine du Magnétisme Terrestre dans son ensemble ou encore des Aurores Boréales. Il se pourrait, par exemple, que les causes, sans doute en relation avec les taches du Soleil, des Aurores Boréales influent sur les perturbations des courants telluriques. Mais, nous l'avons dit, ce n'est pas là notre sujet.

([9]) M. G.-E. Hale a discuté (*Astrophysical Journal*, **73**, 1931, p. 379) les diverses éruptions solaires qui ont été observées et a cherché si elles avaient ou non été accompagnées d'*orages* magnétiques. Ce travail, qui n'envisage d'ailleurs pas les phénomènes magnétiques individuels, appellerait quelques remarques : nous y reviendrons.

En faisant hommage à l'Académie de la seconde édition du Traité de *Mécanique des Fluides*, M. **Henri Villat** s'exprime ainsi :

J'ai l'honneur de déposer sur le bureau de l'Académie l'édition nouvelle de ces Leçons, conçues dans leur ensemble sur le même plan que la première édition, mais comportant des développements et remaniements importants sur les points essentiels, notamment à propos de la théorie des sillages, où les travaux tout récents ont apporté des perfectionnements quasi définitifs. J'espère que ce livre pourra rendre quelques services aux travailleurs ; je n'ai pas besoin d'insister sur la manière parfaite dont, à son habitude, la Maison Gauthier-Villars en a assuré la présentation.

M. **M. Delépine** fait hommage à l'Académie d'une *Lecture* faite le 26 novembre 1937 devant la Société Chimique de France : *Centenaire de la naissance d'*Armand Gautier.

M. **A. F. Blakeslee** fait hommage à l'Académie de deux Mémoires intitulés *Geographical Distribution of Chromosomal Prime Types in* Datura stramonium, qu'il a écrits en collaboration avec A. Dorothy Bergner et Amos G. Avery et *Balanced and Unbalanced Haploids in* Datura, avec Sophia Satina et Amos G. Avery.

ÉLECTIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, M. **Paul Fourmarier** est élu Correspondant pour la Section de Minéralogie, en remplacement de M. *Albert Heim* décédé.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° A. Semerád. *Dr. h. c.* Ch. Lallemand (en langue tchèque).

2° *Épuration, séchage, agglomération et broyage du charbon*, par Ch. Berthelot. Préface de Ch. Biver (présenté par M. L. Guillet).

M. **Emmanuel de Martonne** prie l'Académie de vouloir bien le compter au nombre des candidats à la place vacante dans la Section de Géographie et Navigation par le décès de M. *Ch. Lallemand.*

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur un jeu continu.* Note de M. **Jean Ville**, présentée par M. Émile Borel.

Soit $X(t)$ une fonction aléatoire, telle que $\Pr.\{X(0)=0\}=1$, et que

$$(1)\qquad \Pr.\{X(t_2)-X(t_1)<u\}=F[X(t_1),\,X(t_1)+u,\,t_1,\,t_2] \qquad (0<t_1<t_2),$$

la fonction F, satisfaisant à l'équation de Chapmann-Kolmogoroff :

$$(2)\qquad F(x_1,x_3,t_1,t_3)=\int_{(x_2)} F(x_2,x_3,t_2,t_3)\,dF(x_1,x_2,t_1,t_2) \qquad (t_1<t_2<t_3).$$

Soit $s(t,x)$ une fonction $\geqq 0$, telle que $s(0,0)=1$, et que

$$(3)\qquad s(t_1,x_1)=\int_{(x_2)} s(t_2,x_2)\,dF(x_1,x_2,t_1,t_2) \qquad (t_1<t_2).$$

Si un joueur A mise une somme égale à 1, que l'on détermine $X(t)$ de proche en proche (t jouant par exemple le rôle du temps) et que l'on verse à A une somme égale à $s[\tau, X(\tau)]$, τ étant une valeur choisie par A, on voit que l'égalité (3) exprime :

a. que le jeu est équitable ;

b. qu'à tout instant il est indifférent (au point de vue de l'espérance mathématique) pour A de choisir cet instant ou de poursuivre.

Soit D un ensemble dénombrable de valeurs de t. On démontre alors que si λ est un nombre >1, on a l'inégalité

$$(4)\qquad \Pr.\Big\{\underset{t\in D}{\text{B. sup.}}\ s[t,X(t)]\geqq\lambda\Big\}<\frac{1}{\lambda},$$

et par suite

$$(5)\qquad \Pr.\Big\{\underset{t\in D}{\text{B. sup.}}\ s[t,X(t)]=\infty\Big\}=0.$$

Applications. — I. Si

$$F(x_1,x_2,t_1,t_2)=\int_{-\infty}^{x_2}\frac{1}{\sqrt{2\pi(t_2-t_2)}}\,e^{-\frac{(x_2-x_1)^2}{2(t_2-t_1)}}\,dx_2,$$

on peut prendre

$$s(t,x)=\int e^{\rho x-\rho^2\frac{t}{2}}f(\rho)\,d\rho \qquad \Big[f(\rho)\geqq 0;\ \int f(\rho)\,d\rho=1\Big].$$

Si la fonction croissante $\varphi(t)$ *rend convergente l'intégrale* $\int_0^\infty \varphi e^{-\varphi^2}\frac{dt}{t}$, on peut, par un choix convenable de $f(\rho)$ et en appliquant la formule (5), démontrer que *l'ensemble des valeurs de* D *pour lesquelles*

$$X(t) > \varphi(t)\sqrt{2t}$$

a une borne supérieure presque certainement finie.

II. Si

$$\begin{aligned} F(x_1, x_2, t_1, t_2) &= 1 && \text{pour } x_2 > 1, \\ &= x_2^{t_2-t_1} && \text{pour } 1 > x_2 > x_1, \\ &= 0 && \text{pour } x_2 \leqq x_1, \end{aligned}$$

on peut prendre

$$s(t, x) = \int_x^1 \rho(u) u^{-t}\, du \qquad \left[\rho(u) \geqq 0, \int_0^1 \rho(u)\, du = 1\right].$$

On en déduit que, *si* $\varphi(t)$ *est une fonction croissante continue ainsi que* $t\varphi'$, *telle que* φ' *soit monotone et que* $\int_0^\infty \varphi' \operatorname{Log}\frac{1}{\varphi}\, dt$ *converge*, on peut choisir ρ de manière que la formule (5) conduise à la proposition : *L'inégalité*

$$X(t) > \varphi(t)$$

a lieu pour toutes les valeurs de t supérieures à une valeur τ *presque certainement bornée.*

Remarque. — Le cas I correspond à un cas particulier très important des intégrales à éléments aléatoires indépendants [1]. Dans le cas II, si l'on considère la suite $X_1, X_2, \ldots, X_n, \ldots$ de variables aléatoires définies par $X_i = X(i)$, on constate que l'on peut l'envisager comme la suite des maxima d'une suite de variables aléatoires indépendantes prenant les valeurs de 0 à 1 avec densité de probabilité uniforme.

---

[1] P. Lévy, *Théorie de l'addition des variables aléatoires*, p. 166 et 266. La proposition démontrée dans l'application I est présentée comme probable par M. Paul Lévy, p. 266.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Les abscisses d'holomorphie et de méromorphie des fonctions analytiques représentées par des séries de Dirichlet.* Note de M. **Aryeh Dvoretzky**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Je me propose de donner dans cette Note une expression pouvant servir au calcul des abscisses d'holomorphie et de méromorphie d'une fonction analytique $f(z)$ donnée par

$$(1) \qquad f(z)=\sum_{n=1}^{\infty} a_n e^{-\lambda_n z} \qquad (0 \leqq \lambda_1 < \lambda_2 < \ldots < \lambda_n \uparrow \infty;\ z=\sigma+it)$$

à partir de la suite des coefficients a_n et de la suite des exposants λ_n. Je donne en outre une méthode pour déterminer des abscisses $\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2, \ldots, \mathcal{H}_n, \ldots$ telles que le demi-plan $\mathcal{H}_n < \sigma$ ne contient pas d'autres singularités de $f(z)$ que n' pôles $(0 \leqq n' \leqq n-1)$, tandis que sur la droite $\sigma = \mathcal{H}_n$ se trouvent $n-n'$ pôles au moins ou bien une singularité non polaire de $f(z)$. Ces résultats reposent sur une propriété des ensembles fermés de points.

1. Théorème. — *Soit* $\{s\} = \mathrm{S}$ *un ensemble fermé de points et soit rattaché à tout s un nombre* p_s *comme suit :* $p_s = +\infty$ *si s est un point d'accumulation de* S *et* p_s *est un nombre naturel ou* $+\infty$ *si s est un point isolé de* S. *Soit* $\mathrm{P} = \Sigma p_s$ *(la somme étant étendue à tout l'ensemble* S*). Soit* $n \leqq \mathrm{P}$ *et* $\mathrm{R}_n(a)$ *désigne le rayon minimum d'un cercle autour de a pour lequel* $\Sigma p_s \geqq n$ *(la somme étant étendue au cercle fermé). Soit* $\mathcal{H}_n$, *pour n naturel, le nombre réel maximum pour lequel* $\Sigma p_s \geqq n$, *la somme étant étendue à tous les points à distance finie du demi-plan* $\sigma \geqq \mathcal{H}_n$; *et pour* $n = \infty$, *soit* $\mathcal{H}_\infty$ *le nombre réel maximum tel que le demi-plan* $\sigma < \mathcal{H}_\infty$ *ne contienne aucun point fini s avec* $p_s = \infty$.

Alors on a pour tout n

$$(2) \qquad \lim_{0<h\to\infty} [h - \mathrm{R}_n(h)] = \mathcal{H}_n.$$

Démonstration. — Soit d'abord $n < \infty$.

a. De $\mathrm{R}_n(h) \geqq h - \mathcal{H}_n$ découle $\limsup_{h\to\infty} [h - \mathrm{R}_n(h)] \leqq \mathcal{H}_n$.

b. A tout $c < \mathcal{H}_n$, on peut faire correspondre $d < \infty$ et $h_c < \infty$ tels que pour $h > h_c$, on ait

$$\mathrm{R}_n(h) \leqq \sqrt{(h-c)^2 + d^2} \qquad \text{d'où} \qquad \liminf_{h\to\infty} [h - \mathrm{R}_n(h)] \geqq \mathcal{H}_n.$$

On réduit le cas $n=\infty$ au cas $n<\infty$ (avec $n=1$) en omettant les points s avec p_s fini.

2. Soit maintenant S l'ensemble des singularités de $f(z)$, $p_s=\infty$ pour une singularité non polaire et pour une singularité polaire, soit p_s la multiplicité du pôle s.

Les formules classiques de M. Hadamard donnent, pour $n=1, 2, \ldots,$

$$R_n(z)=l_{n-2}(z):l_{n-1}(z), \qquad l_{-1}(z)=1,$$

$$l_n(z)=\limsup_{m\to\infty}\left|\sqrt[m]{\begin{vmatrix} F_m & F_{m+1} & \ldots & F_{m+n} \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ F_{m+n} & F_{m+n+1} & \ldots & F_{m+2n}\end{vmatrix}}\right| \qquad (n=0, 1, 2, \ldots),$$

où

$$F_m=\frac{f^{(m)}(z)}{m!}=\frac{(-1)^m}{m!}\sum_{\nu=1}^{\infty}a_\nu\lambda_\nu^m e^{-\lambda_\nu z} \qquad (m=0, 1, 2, \ldots),$$

et, pour $n=\infty$, $R_\infty(z)=\lim\limits_{n\to\infty}R_n(z)$.

Posant ceci dans 1, on en déduit :

Théorème. — *Pour tout* $1\leq n\leq\infty$ *existe*

$$\lim_{0<h\to\infty}[h-R_n(h)]=\mathcal{H}_n.$$

Pour $n<\infty$, $\mathcal{H}_n$ *désigne le nombre minimum tel que le demi-plan* $\sigma>\mathcal{H}_n$ *ne contienne aucune singularité non-polaire de* $f(z)$ *et le nombre des pôles dans ce demi-plan est inférieur à* n. $\mathcal{H}_\infty$ *est l'abscisse de méromorphie de* $f(z)$. *En particulier l'abscisse d'holomorphie est donnée par*

$$(3) \qquad \mathcal{H}_1=\lim_{0<h\to\infty}\left[h-\frac{1}{e}\limsup_{m\to\infty}\frac{1}{m}\left|\sqrt[m]{\sum_{\nu=1}^{\infty}a_\nu\lambda_\nu^m e^{-\lambda_\nu h}}\right|\right].$$

Remarques. — Posons $\mathcal{H}'=\lim\limits_{n\to\infty}\mathcal{H}_n$: alors $\mathcal{H}'\geq\mathcal{H}_\infty$. $\mathcal{H}'$ est le nombre réel minimum tel que le demi-plan $\sigma>\mathcal{H}'+\varepsilon$ ($\varepsilon>0$ arbitrairement petit) ne contienne pas d'autres singularités de $f(z)$ qu'un nombre fini de pôles.

En numérotant les pôles qui se trouvent dans le demi-plan $\sigma>\mathcal{H}'$ d'après l'ordre des abscisses décroissantes (tout pôle étant compté avec sa multiplicité), $\mathcal{H}_n$ sera l'abscisse du $n^{\text{ième}}$ pôle si $\mathcal{H}_n>\mathcal{H}'$.

En particulier si $\mathcal{H}_{n_1}>\mathcal{H}_{n_1+1}=\mathcal{H}_{n_1+2}=\ldots=\mathcal{H}_{n_2}>\mathcal{H}_{n_2+1}$ il y a sur la droite $\sigma=\mathcal{H}_{n_1+1}$ exactement n_2-n_1 pôles.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une équation intégrale à partie principale.* Note de M. **Jean Legras**, présentée par M. Henri Villat.

Il s'agit de l'équation

$$\frac{\gamma(x)}{f(x)}=g(x)-\int_{-1}^{+1}\frac{\gamma'(\xi)\,d\xi}{x-\xi} \tag{1}$$

à laquelle conduit la théorie de l'aile portante de Prandtl. L'inconnue est $\gamma(x)$, nulle aux bornes: $f(x)$ et $g(x)$ définissent proportionnellement la profondeur et l'angle d'attaque suivant l'envergure ramenée au segment $(-1,+1)$. L'intégrale du deuxième membre est une partie principale au sens de Cauchy. La solution numérique effective de (1) est obtenue soit par des développements en série, par exemple trigonométrique (Glauert, Lotz): soit par la méthode d'analogie électrique de MM. Pérès et Malavard.

Ayant étudié la réduction de (1) à une équation intégrale régulière, et je donne ici quelques résultats à ce sujet.

On vérifie facilement les identités

$$\int_{+1}^{+1}\frac{\sqrt{1-y^2}\,dy}{x-y}\int_{-1}^{+1}\frac{h(z)}{\sqrt{1-z^2}\,(y-z)}\,dz=-\pi^2h(x)+\pi\int_{-1}^{+1}\frac{h(y)\,dy}{\sqrt{1-y^2}}, \tag{A}$$

$$\int_{-1}^{+1}\frac{dz}{\sqrt{1-z^2}\,(x-z)}\int_{-1}^{+1}\frac{\sqrt{1-y^2}\,k(y)\,dy}{z-y}=-\pi^2k(x), \tag{B}$$

dans le cas où $h(x)$ et $k(x)$ sont régulières pour $-1\leqq x\leqq+1$.

Introduisons dans l'équation (1) la variable usuelle $x=-\cos\varphi$ et désignons par des grandes lettres les fonctions γ, f et g exprimées à l'aide de la variable φ. (1) devient (1′)

$$\frac{\Gamma(\varphi)}{F(\varphi)}=G(\varphi)-\int_0^{\pi}\frac{\Gamma'(\psi)\,d\psi}{\cos\psi-\cos\varphi} \tag{1′}$$

(Γ', dérivée par rapport à ψ).

Nous faisons le même changement de variables dans (A) et (B) et, en intégrant (1′) après multiplication par $(\sin^2\varphi)/(\cos\varphi-\cos\theta)$, nous obtenons, compte tenu de (A),

$$\pi^2\Gamma'(\theta)-\pi\int_0^{\pi}\Gamma'(\theta)\,d\theta=-\int_0^{\pi}\frac{\sin^2\varphi\,G(\varphi)\,d\varphi}{\cos\varphi-\cos\theta}+\int_0^{\pi}\frac{\sin^2\varphi}{\cos\varphi-\cos\theta}\frac{\Gamma(\varphi)}{F(\varphi)}\,d\varphi. \tag{2}$$

Posant $(\sin\varphi)/[F(\varphi)] = L(\varphi)$ et intégrant par parties, il vient enfin, puisque Γ est nulle aux bornes,

$$(3)\qquad \pi^2\Gamma'(\theta) - \int_0^\pi \log|\cos\varphi - \cos\theta|\,[L(\varphi)\Gamma(\varphi)]'\,d\varphi + \pi\int_0^\pi \Gamma'(\theta)\,d\theta = -\int_0^\pi \frac{G(\varphi)\sin^2\varphi}{\cos\varphi - \cos\theta}\,d\varphi.$$

Le passage inverse de (3) à (1) se fait aisément par application de la formule (B).

(3) donne immédiatement une équation intégrale régulière par rapport à l'inconnue Γ'. $\Gamma(0)$ et $\Gamma(\pi)$ étant nuls, on doit avoir

$$(4)\qquad \int_0^\pi \Gamma'(\theta)\,d\theta = 0,$$

et l'on peut supprimer dans (3) le terme correspondant. Cette équation s'écrit enfin

$$(5)\qquad \pi^2\Gamma'(\theta) - \int_0^\pi K(\theta, \varphi)\Gamma'(\varphi)\,d\varphi = -\int_0^\pi \frac{\sin^2\varphi}{\cos\varphi - \cos\theta}\,G(\varphi)\,d\varphi$$

avec le noyau

$$(6)\qquad K(\theta, \varphi) = L(\varphi)\log|\cos\varphi - \cos\theta| - \int_0^\varphi L'(\Phi)\log|\cos\Phi - \cos\theta|\,d\Phi,$$

noyau auquel les théories classiques s'appliquent sans difficulté. On vérifiera sans peine que toute solution de (5) vérifie la condition (4). Cela résulte de ce que le second membre vérifie cette condition et que l'intégrale du noyau est une constante négative.

Les transformations précédentes sont valables sous les conditions qu'implique la méthode de calcul de Γ par développement en série et même dans des conditions plus larges.

Dans le cas particulier d'une forme en plan elliptique $L(\varphi)$ est constant et $K(\theta, \varphi)$ se réduit à $L|\cos\varphi - \cos\theta|$. On remarquera que l'équation (5) homogène, qui s'écrit

$$(7)\qquad \pi^2\Gamma'(\theta) - \lambda\int_0^\pi \log|\cos\varphi - \cos\theta|\,\Gamma'(\varphi)\,d\varphi = 0,$$

en désignant par λ la constante L, admet les solutions fondamentales $\cos n\theta$, pour les valeurs fondamentales $-n\pi$. Le développement trigonométrique souvent utilisé pour la détermination de $\Gamma(\theta)$

$$\Gamma(\theta) = \Sigma A_n \sin n\theta,$$

correspond donc pour $\Gamma(\theta)$ à un développement en série de fonctions fondamentales de (7). Il peut être intéressant, et nous y reviendrons, d'envisager des développements analogues dans le cas général.

Remarquons enfin qu'une autre solution fondamentale de (7) est $\Gamma = 1$ correspondant à la valeur fondamentale $-\pi/\log 2$, solution étrangère au problème de l'aile, puisque ne satisfaisant pas à la condition (4). La même circonstance se présente dans le cas général où la valeur fondamentale étrangère au problème qui nous intéresse dépend alors de la fonction arbitraire de θ dont on peut modifier le noyau $K(\theta, \varphi)$ sans changer en général les solutions de l'équation (5).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur le domaine de convergence absolue des séries multiples de puissances.* Note de M. **Hubert Delange**, présentée par M. Paul Montel.

I. Soit la série $\Sigma a_{m,n} z^m z'^n$, où nous poserons

$$|a_{m,n}| = A_{m,n}, \qquad |z| = r, \qquad |z'| = r', \qquad \log r = \rho, \qquad \log r' = \rho'.$$

Dans le plan rapporté aux coordonnées rectangulaires ρ et ρ', l'équation

$$A_{m,n} r^m r'^n = 1 \qquad \text{ou} \qquad m\rho + n\rho' + \log A_{m,n} = 0$$

représente une droite $D_{m,n}$, et l'expression

$$\sqrt{2} \log \sqrt[m+n]{A_{m,n} r^m r'^n} = \frac{\sqrt{2}}{m+n} [m\rho + n\rho' + \log A_{m,n}]$$

mesure la distance oblique du point (ρ, ρ') à $D_{m,n}$, distance comptée à partir de $D_{m,n}$ parallèlement à la première bissectrice des axes et positivement vers le haut.

Si E désigne l'ensemble dérivé de l'ensemble des droites $D_{m,n}$, toutes les valeurs limites de l'expression précédente s'obtiennent comme distances obliques du point (ρ, ρ') aux droites de E. Il en résulte immédiatement que le domaine de convergence absolue de la série est formé des points situés au-dessous et à gauche de toutes les droites de E, c'est-à-dire au-dessous et à gauche de la courbe (γ), lieu du plus bas des points de rencontre des droites de E avec une parallèle à la première bissectrice des axes.

La façon dont nous obtenons (γ) rend évidents les résultats connus :

1° (γ) *est une courbe concave vers le bas et sur laquelle* ρ *et* ρ' *ne varient jamais dans le même sens.*

2° *Toute courbe satisfaisant à ces conditions est obtenue pour une série convenable.* Il suffit de déterminer les $A_{m,n}$ de façon que les droites $D_{m,n}$ lui soient tangentes.

3° *L'expression* $\overline{\lim}\sqrt[m+n]{A_{m,n}r^m r'^n}$ est égale à $e^{\frac{\delta}{\sqrt{2}}}$, δ *étant la distance oblique, comptée comme il a été dit plus haut, du point* (ρ, ρ') *à* (γ).

On voit de plus que si une seule droite de E passe par le point I de (γ), cette droite est *la tangente* à (γ) en ce point; s'il en passe plusieurs, les deux extrêmes sont la tangente à droite et la tangente à gauche. Si l'on se souvient que $D_{m,n}$ est normale à la direction de paramètres directeurs m et n, on voit que, pour toute suite de termes pour laquelle $\lim\sqrt[m+n]{A_{m,n}r^m r'^n} = e^{\frac{\delta}{\sqrt{2}}}$:

1° *Si le point* I *où la parallèle menée par le point* (ρ, ρ') *à la première bissectrice coupe* (γ) *est un point ordinaire, la direction* (m, n) *a pour limite celle de la normale à* (γ) *en* I;

2° *Si* I *est un point anguleux, les positions limites de cette direction sont dans l'angle des normales à gauche et à droite, ou sur ses côtés.*

De même, en interprétant géométriquement le logarithme de

$$[A_{m,n}r^m r'^n]^{\frac{1}{\sqrt{m^2+n^2}}},$$

on voit que, d désignant la distance orthogonale du point (ρ, ρ') à (γ) :

1° *Si le point* (ρ, ρ') *est intérieur au domaine de convergence, on a*

$$\overline{\lim}[A_{m,n}r^m r'^n]^{\frac{1}{\sqrt{m^2+n^2}}} = e^{-d}.$$

2° *S'il est extérieur, cette limite est au plus égale à* e^d; *elle lui est certainement égale si le point de* (γ) *le plus voisin de* (ρ, ρ') *est un point ordinaire.*

3° *Pour toute suite de termes donnant effectivement les limites* e^{-d} *ou* e^d, *les positions limites de la direction* (m, n) *sont celles des normales abaissées de* (ρ, ρ') *sur* (γ).

II. On peut transformer la définition de (γ) comme il suit : prenant un troisième axe $O\omega$ formant avec $O\rho$ et $O\rho'$ un trièdre trirectangle, associons au terme $a_{m,n}z^m z'^n$ de la série, le point de coordonnées :

$$m, \quad n, \quad 1 + \log\frac{1}{A_{m,n}},$$

et considérons la demi-droite joignant le point S(0, 0, 1) à celui-ci, demi-droite qui est perpendiculaire au plan $S.D_{m,n}$.

A l'ensemble dérivé de l'ensemble de toutes ces demi-droites, adjoignons d'abord $S\omega$, puis toutes les demi-droites intérieures à l'angle plan, inférieur à π, déterminé par tout couple qui lui appartient déjà, jusqu'à ce que l'on ait obtenu tout l'intérieur d'un cône convexe (T). (γ) *est la trace, sur le plan* $O\rho\rho'$, *du cône supplémentaire du cône* (T).

III. Tous les raisonnements du paragraphe I s'appliquent au cas de n variables, les droites $D_{m,n}$ étant remplacées par des hyperplans. En particulier, pour $n=3$: *le domaine de convergence absolue est la région située au-dessous d'une surface* (Σ) *concave vers le bas et sur laquelle* ρ, ρ' et ρ'' *ne varient jamais tous les trois dans le même sens. Cette surface n'est assujettie à aucune autre condition.*

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les points singuliers des équations différentielles du problème de la sélection naturelle.* Note de M. **V. A. Kostitzin**, présentée par M. Paul Montel.

1. Soit $(p_1, p_2, \ldots, p_n)$ un ensemble de n races appartenant à la même espèce et différant entre elles par m caractères indépendants $(\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_m)$, ce qui donne, d'après ma Note précédente ([1]), $n=3^m$ combinaisons théoriques. En supposant toutes ces combinaisons effectivement réalisables, on obtient un système complet composé de $n=3^m$ races différentes. L'état de ce système peut être exprimé par les équations différentielles ([2]),

$$(1) \qquad p'_i = \sum_{h=1}^{n} \sum_{k=1}^{n} n_{hk} \lambda^i_{hk} p_h \omega_{hk} - m_i p_i - p_i \sum_{k=1}^{n} \mu_{ik} p_k \qquad (i=1, 2, \ldots, n).$$

Il résulte de ma Note précédente que, parmi ces n races, il y a 2^m races pures (homozygotes), $m.2^{m-1}$ races simplement hétérozygotes et que, en général, le nombre m_s de races à s hétérogénéités de structure cellulaire est égal à

$$(2) \qquad n_s = \frac{m!\,2^{m-s}}{s!\,(m-s)!}.$$

2. *Sous-systèmes d'ordre s.* — Chaque race simplement hétérozygote résulte du croisement de deux races pures et forme avec elles un sous-

(1) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 883-885.
(2) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 570-572.

système de premier ordre, homozygote par rapport à tous les caractères sauf un. De même, on peut former des sous-systèmes d'ordre s composés de 3^s races et homozygotes par rapport à tous les caractères sauf s. Le nombre n_s de ces ensembles est défini par la formule (2). La Note précédente donne un exemple d'un système d'ordre 2. Chaque sous-système forme un ensemble complet en ce sens que tous les croisements entre les races composant le sous-système n'introduisent pas de nouvelles races. Il en résulte que, dans le croisement de deux races p_h et p_k appartenant au même sous-système, les coefficients mendeliens λ_{hk}^i sont nuls si l'indice i n'appartient pas à une des races du sous-système.

3. *Points singuliers.* — Cette classification a une grande importance dans l'étude des points singuliers du système (1). En effet, on peut affirmer que *tous les points singuliers de tous les sous-systèmes d'un ordre quelconque inférieur à m appartiennent aussi au système* (1). D'autre part, *quel que soit le point singulier, les races en équilibre dans ce point doivent former un ensemble complet.* Il en résulte que les points singuliers du système (1) appartiennent nécessairement à une des catégories suivantes : 1° point d'extinction de la population ; 2° 2^m points de survivance d'une des races pures avec extinction de toutes les autres ; 3° points de survivance d'un ensemble de races formant un des sous-systèmes avec extinction de toutes les autres races ; 4° points d'équilibre de l'ensemble des n races.

4. *Probabilités des croisements.* — Les résultats précédents ne dépendent pas de la forme des probabilités des croisements ω_{hk}, mais l'étude de la stabilité des points singuliers est impossible sans hypothèses plus concrètes sur ces fonctions. On peut en indiquer un type simple vérifiant toutes les conditions imposées aux fonctions ω_{hk}. Posons à cet effet

$$(3)\qquad \omega_{hk}=\frac{c_{hk}p_k}{\pi_h}, \qquad \pi_h=\sum_{s=1}^{n} c_{hs}p_s.$$

Les coefficients c_{hk} expriment l'attraction entre femelles (p_h) et mâles (p_k). Dans le cas de *panmixie normale*, on retrouve les valeurs déjà considérées, et en l'absence de l'attraction, on obtient les équations biologiques de Volterra. Donc cette forme particulière de ω_{hk} est encore suffisamment souple.

5. *Stabilité des points singuliers.* — Le point d'extinction de toutes les races est incompatible avec tous les autres points singuliers et n'est stable

que dans le cas de mortalités suffisamment fortes,

$$m_i > n_{ii} \qquad (i = 1, 2, \ldots, n). \tag{4}$$

Examinons rapidement la stabilité d'un des points d'extinction de toutes les races, sauf une race pure. Soit p_i cette race avec la valeur finale

$$\lim p_i = \frac{n_{ii} - m_i}{\mu_{ii}} > 0. \tag{5}$$

L'équation caractéristique a n racines : on trouve tout d'abord, pour $s = i$,

$$\rho_i = -(n_{ii} - m_i) < 0; \tag{6}$$

on a ensuite, pour tous les indices s correspondant aux races pures,

$$\rho_s = -m_s - \mu_{si} p_i < 0 \tag{7}$$

et, pour tous les indices correspondant aux races hybrides,

$$\rho_s = \lambda_{si}^s \left(n_{si} + \frac{n_{is} c_{is}}{c_{ii}} \right) - m_s - \mu_{si} p_i. \tag{8}$$

La stabilité a lieu pour tous les ρ_s négatifs, condition vérifiée si la natalité intrinsèque n_{ii} de la race pure survivante et toutes les mortalités des races hybrides sont suffisamment fortes. Tous les points de ce type sont compatibles entre eux et, si les conditions de stabilité sont vérifiées pour plusieurs races pures, le sort final de la population dépend des conditions initiales. Dans tous les cas considérés, les points singuliers de ce type sont incompatibles avec tous les autres. En ce qui concerne ces derniers, à mesure de la croissance de s, les conditions de stabilité d'un sous-système d'ordre s deviennent de plus en plus compliquées et difficiles à vérifier, fait ayant une grande importance biologique.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur le comportement d'une fonction holomorphe dans un cercle.* Note de M. **Chi-Tai Chuang**, présentée par M. Paul Montel.

1. J'ai donné un théorème sur le comportement d'une fonction holomorphe et de ses dérivées dans un cercle [1]. En modifiant convenablement

---

[1] *Comptes rendus*, **205**, 1937, p. 105-106.

la démonstration, ce théorème peut être précisé sous la forme suivante :

Théorème I. — *Il existe des nombres positifs* $\lambda(k)$, $\alpha(k)$, $\beta(k)$, $\gamma(k)$, $\gamma'(k)$, $\gamma_p(k)$, *jouissant des propriétés suivantes. Si*

$$f(z) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n z^n \tag{1}$$

est une fonction holomorphe pour $|z| < 1$ *qui n'est pas majorée par*

$$\left[1 + \lambda(k) \sum_{i=0}^{k-1} |c_i|\right] \sum_{n=0}^{\infty} e^{n^{\frac{3}{4}}} z^n,$$

on peut trouver k domaines $D_i(f, \omega)$ $(i = 1, 2, \ldots, k)$ *contenus dans le cercle* $|z| < r = r(f, k)$, *avec* $\alpha(k) < r < 1$ *et* $M(r, f) > \beta(k)$, *dans lesquels* $f(z)$ *se comporte comme suit :*

1° $f(z)$ *est univalente dans* $D_i(f, \omega)$ *et représente ce domaine sur la couronne fendue*

$$\frac{1}{4} M(r, f) < |Z| < \frac{1}{2} M(r, f), \qquad |\arg Z - \omega| < \pi \qquad (\omega \textit{ arbitraire}).$$

2° *Si* $1 \leq n \leq k$, *dans* $D_i(f, \omega)$, *l'argument de* $f^{(n)}(z)$ *varie de moins de* 3π, *et l'on a*

$$\frac{1}{2} < \left| \frac{f^{(n)}(z)}{H_n f(z)} \right| < 2, \qquad \gamma'(k) < H_n^{\frac{1}{n}} < \gamma(k) [1 + \overset{+}{\log} M(r, f)]^{\frac{4}{3}},$$

H_n *dépendant de n, k,* $f(z)$ *et r.*

3° *Si* $1 \leq n \leq p$, *on a dans* $D_i(f, \omega)$

$$|f^{(n)}(z)| < \gamma_p(k) M(r, f) [1 + \overset{+}{\log} M(r, f)]^{\frac{4p}{3}}.$$

Pour $k = 1$, on retrouve un théorème de M. Valiron, sous une forme nouvelle [2].

2. Ce théorème fournit tout de suite l'énoncé suivant qui généralise un théorème de M. Valiron [3] :

Théorème II. — *Si* $Z = f(z)$ *est une fonction holomorphe pour* $|z| < 1$, *ayant le développement* (1) *et si les piles de k couronnes fendues à un seul feuillet superposées, de centre origine, du domaine riemannien décrit par Z,*

---

[2] *Actualités Scientifiques et Industrielles*, 570, 1937, p. 22-33.

[3] *Mathematica*, 4, 1930, p. 102.

z restant dans $|z| < 1$, ont une épaisseur inférieure à M, *$f(z)$ est majorée par*

$$\mu\left(M+\sum_{i=0}^{k-1}|c_i|\right)\sum_{n=0}^{\infty} e^{n^{\frac{1}{k}}} z^n,$$

μ ne dépendant que de k.

On déduit de cet énoncé le théorème suivant, qui comprend une proposition donnée par M. Bloch ([4]) :

Théorème III. — *Si $Z = f(z)$ est une fonction holomorphe pour $|z| < R$, ayant le développement (1), où $c_s \neq 0$, $s > k$ et si* R *est plus grand que les nombres*

$$\mu\left(\frac{M}{|c_s|}\right)^{\frac{1}{s}}, \quad \mu'\left(\frac{|c_i|}{|c_s|}\right)^{\frac{1}{s-i}} \qquad (i=0, 1, \ldots, k-1),$$

μ' ne dépendant que de k, le domaine riemannien décrit par Z, *z restant dans $|z| < R$, comprend une pile de k couronnes fendues à un seul feuillet superposées, de centre origine, dont l'épaisseur est supérieure à* M.

3. La méthode directe employée par M. Valiron et le théorème I permettent de traiter certaines équations de la forme $e^{f(z)} = g(z)$, où $f(z)$ et $g(z)$ sont des fonctions holomorphes, qui se lient à un problème proposé par M. Montel ([5]). On a par exemple cet énoncé :

Théorème IV. — *Une fonction $F(z)$ holomorphe pour $|z| < 1$, telle que les équations*

$$(2) \quad F(z) = 0, \qquad [F(z)F''(z) - F'^2(z)]^n + aF(z)^{2n-m}F'(z)^m + bF(z)^{2n} = 1,$$

n, m $(n > m)$ étant entiers positifs et a, b, constantes, n'y aient pas de racines, vérifie l'inégalité

$$\log|F(z)|| < \left[1 + |\log|F(0)|| + \left|\frac{F'(0)}{F(0)}\right| + |a|^2 + |b|^2\right]\Omega(|z|, n)$$

pour $|z| < 1$. $\Omega(|z|, n)$ désigne une fonction indépendante de $F(z)$.

La famille des fonctions $F(z)$ holomorphes dans un domaine fini (D), telles que (2) n'y aient pas de racines, n'est pas normale, ni quasi-normale, dans ce domaine. On le constate en considérant les solutions $f(z)$ dans (D) de l'équation différentielle

$$f''^n + af'^m + b = 0.$$

La famille $e^{f(z)}$ est non normale et elle appartient à la famille $F(z)$.

([4]) *Mémorial des Sc. math.*, **20**, 1926, p. 32.
([5]) *Enseignement math.*, **33**, 1934, p. 11.

Même si l'on supprime ces fonctions $e^{f(z)}$ de la famille $F(z)$, il reste une famille non normale. Mais, dans certains cas, les fonctions $F(z)$ holomorphes dans le plan complet privé du point à l'infini où (2) n'ont pas de racines, forment une famille normale, par exemple le cas $m \geqq 2$, $ab \neq 0$. On a d'autre part :

Théorème V. — *La famille des fonctions $f(z)$ holomorphes dans un domaine* (D) *où l'équation*

$$e^{2nf(z)}[f''(z)^n + a f'(z)^m + b] = 1$$

n'a pas de racines, est quasi-normale d'ordre un au plus dans ce domaine.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Les équations hydrodynamiques et les statistiques quantiques.* Note de M. **Michel Kiveliovitch**, présentée par M. Henri Villat.

En collaboration avec MM. Dedeband et Wehrlé (¹) nous avons donné une méthode pour retrouver les équations de l'hydrodynamique. Nous avons choisi comme fonction de distribution la fonction de Maxwell e^{a-kC^2}. Dans cette Note j'applique la même méthode à une série de puissances des fonctions de Maxwell

$$f(x, y, z, u', v', w', t) = \sum_{n}^{\infty} a_n e^{n(a-kC'^2)},$$

les a_n étant des coefficients numériques.

La fonction f doit satisfaire aux conditions :

$$\text{(A)} \qquad \int_{-\infty}^{+\infty} \nu f\, d\omega' = \rho,$$

ce qui nous donne, $S_{3/2} = (k/\pi)^{3/2}$,

$$\text{(B, C, D)} \qquad \int_{-\infty}^{+\infty} u'\nu f\, d\omega' = \int_{-\infty}^{+\infty} v'\nu f\, d\omega' = \int_{-\infty}^{+\infty} w'\nu f\, d\omega' = 0,$$

et

$$\text{(E)} \qquad \frac{m}{2}\int_{-\infty}^{+\infty} C'^2 \nu f\, d\omega' = \frac{3m}{4k}\frac{S_{\frac{5}{2}}}{S_{\frac{3}{2}}} = \frac{3m}{2}RT\frac{S_{\frac{5}{2}}}{S_{\frac{3}{2}}} = \frac{3m}{2}\frac{p}{\rho} \qquad \left(s_{\frac{l}{2}} = \sum_{1}^{\infty}{}_{n} \frac{e^{na}}{n^{\frac{l}{2}}}\right).$$

(¹) *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 815.

Considérons νf à l'état dérangé $\nu f(t_0 + \tau)$ et développons la fonction en série par rapport à τ, on trouve

$$(\mathrm{I})\qquad \nu f = \nu_0 f(t_0) + \tau\left[\frac{d(\nu f)}{dt}\right]_{t=t_0} + \frac{\tau^2}{1.2}\left[\frac{d^2(\nu f)}{dt^2}\right]_{t=t_0} + \ldots.$$

En substituant le développement (I) de f dans les équations (A, B, ..., E), on obtient en première approximation, en négligeant les termes à partir de τ^2.

$$(\mathrm{A}_1)\qquad \frac{d_0 \operatorname{Log} \rho}{dt} + \theta = 0, \qquad \text{c'est l'équation de continuité}$$

$$(\mathrm{B}_1, \mathrm{C}_1, \mathrm{D}_1)\qquad \mathrm{P} \equiv \frac{d_0 u_0}{dt} - \mathrm{X} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

et deux analogues $\mathrm{Q} = \mathrm{R} = 0$; ce sont les équations du mouvement d'un fluide parfait; — et

$$(\mathrm{E}_1)\qquad p^3 \rho^{-5} = \text{const.}; \qquad \text{c'est l'équation de Poisson.}$$

En deuxième approximation, en négligeant les infiniment petits du troisième ordre [nous considérons les dérivées premières comme des infiniment petits du premier ordre et les premiers membres des équations (A_1, B_1, ..., E_1) — comme étant du second ordre], on obtient

$$(\mathrm{A}_2)\qquad \frac{\partial \mathrm{P}}{\partial x} + \frac{\partial \mathrm{Q}}{\partial y} + \frac{\partial \mathrm{R}}{\partial z} = 0$$

et, en substituant les valeurs de P, Q et R, on trouve

$$(\mathrm{A}'_2)\qquad \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}\right) - \left(\frac{\partial^2 \mathrm{X}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathrm{Y}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathrm{Z}}{\partial z^2}\right) + \frac{d_0 \theta}{dt}$$
$$+ \theta^2 - 2\left(\frac{\partial u_0}{\partial x}\frac{\partial v_0}{\partial y} - \frac{\partial u_0}{\partial y}\frac{\partial v_0}{\partial x} + \frac{\partial u_0}{\partial x}\frac{\partial w_0}{\partial z} - \frac{\partial u_0}{\partial z}\frac{\partial w_0}{\partial x}\right.$$
$$\left. + \frac{\partial v_0}{\partial y}\frac{\partial w_0}{\partial z} - \frac{\partial v_0}{\partial z}\frac{\partial w_0}{\partial y}\right) = 0,$$

c'est l'équation différentielle aux dérivées partielles de la pression donnée par L. Lichtenstein [2].

Les équations (B, C, D) deviendront

$$(\mathrm{B}_2, \mathrm{C}_2, \mathrm{D}_2)\qquad \frac{d_0 u_0}{dt} - \mathrm{X} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = \varkappa\left(\Delta u_0 + \frac{1}{3}\frac{\partial \theta}{\partial x}\right) + 2\varkappa\frac{\partial \operatorname{Log}\rho}{\partial x}\left(\frac{\partial u_0}{\partial x} - \frac{1}{3}\theta\right)$$
$$+ \varkappa\frac{\partial \operatorname{Log}\rho}{\partial y}\left(\frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial v_0}{\partial x}\right) + \varkappa\frac{\partial \operatorname{Log}\rho}{\partial z}\left(\frac{\partial u_0}{\partial z} + \frac{\partial w_0}{\partial x}\right),$$

---

(2) *Grundlagen der Hydromechanik*, 1929, p. 410.

($\varkappa = -\tau p/\rho$ étant le coefficient de viscosité cinématique), ou

$$(B'_2, C'_2, D'_2)\quad \frac{d_0 u_0}{dt} - X + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = 2\frac{\partial}{\partial x}\left[\mu\left(\frac{\partial u_0}{\partial x} - \frac{1}{3}\theta\right)\right] + \frac{\partial}{\partial y}\left[\mu\left(\frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial v_0}{\partial x}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\mu\left(\frac{\partial u_0}{\partial z} + \frac{\partial w_0}{\partial x}\right)\right]$$

(μ : le coefficient de viscosité) et deux analogues : ce sont les équations générales du mouvement d'un fluide visqueux et compressible ([3]).

De cette façon l'égalité de Saint-Venant $3\lambda + 2\mu = 0$ est vérifiée.

On voit donc que les équations hydrodynamiques sont indépendantes du type de statistique choisi. [On a pour les $a_i = 1$ la statistique d'Einstein-Bose et pour $a_i = (-1)^{i-1}$ la statistique de Fermi-Dirac.] Il suffit seulement de choisir comme équation d'état $RT\,S_{5/2}/S_{3/2} = p/\rho$.

Les seules équations qui dépendront des coefficients a_i seront la fonction dissipative et l'équation (E_0).

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur quelques caractères des étincelles soufflées; leur interprétation.* Note de M. **René Anthouard**, présentée par M. Henri Villat.

De nombreuses observations ont été faites sur des étincelles soufflées par un courant d'air; il ne semble pas que les vitesses de l'air aient été poussées jusqu'à des valeurs supérieures à la vitesse du son, comme dans le dispositif suivant.

Deux électrodes en forme de pointes bien définies (cône de révolution d'angle au sommet 90°) sont alimentées en courant alternatif de 10 000 volts efficaces au plus, par un transformateur, à travers une très grande résistance; quelquefois un redresseur à vapeur de mercure alimentant une capacité a permis de les utiliser aussi en courant continu.

Le soufflage de l'étincelle est réalisé dans une tuyère permettant de maintenir le régime supersonique. On a employé de l'air comprimé et l'on s'est assuré que ce régime était bien atteint lorsque la pression initiale dans un réservoir supportant la tuyère dépassait 3,7 kg/cm².

Dans l'une de ces expériences, la vitesse du fluide au voisinage des électrodes a été de 380 m/sec et sa température calculée —70°.

([3]) P. Duhem, *Annales de la Faculté de Toulouse*, 3, 1901, p. 335.

Si l'on fait varier progressivement le soufflage (défini par la pression initiale de l'air) de 1 à 4,5 kg/cm², on observe les résultats suivants :

1° L'intensité *i* décroît très brusquement de 15 mA à moins de 1 mA quand la pression varie de 1 à 1,2 kg/cm² ; elle passe par un minimum, puis croît à peu près proportionnellement à la pression et s'arrête de croître quand le régime supersonique est établi.

2° La tension V est mesurée par un voltmètre électrostatique branché entre une électrode et la grande résistance qui précède l'autre (pour éviter de réaliser un circuit oscillant). Sans souffler, l'étincelle présente une tension de décharge disruptive nécessaire à son amorçage et une tension d'entretien inférieure de quelques milliers de volts. Quand on souffle, la courbe des tensions disruptives s'abaisse, par exemple de 9000 à 7000 volts, la pression de soufflage passant de 1 à 3,7 kg/cm², puis se fixe à 7000 volts quand on atteint le régime supersonique. La courbe des tensions d'entretien se rapproche rapidement de la courbe des tensions disruptives, puis se confond avec elle.

3° La courbe caractéristique $V = f(i)$ de l'étincelle soufflée (le réglage du transformateur étant maintenu fixe) est approximativement une droite à pente négative (à rapprocher de leur emploi dans les postes émetteurs de T. S. F.).

Voici l'interprétation que je propose pour ces résultats :

Dans tous les cas, l'étincelle commence aux pointes, où le champ électrique est maximum, et provoque une émission d'électrons à la cathode plutôt que d'ions positifs à l'anode, ce qui exigerait à froid un afflux de rayons cathodiques à très grande vitesse (rayons canaux). Ces électrons lancés dans un champ électrique très intense (40000 volts/cm en moyenne) se heurtent aux molécules en état d'agitation uniquement thermique au début, et sont largement capables de les exciter, de les dissocier et de les ioniser. Les ions positifs ainsi créés sont attirés par la cathode qu'ils échauffent à leur arrivée (on peut la voir portée au rouge); son émission électronique est donc accrue et un régime de décharge s'établit; comme l'état des électrodes varie beaucoup, la tension d'entretien diffère notablement de la tension disruptive. Au contraire, en soufflant sur l'étincelle, les ions positifs produits au début n'ont plus la possibilité d'atteindre la cathode, dès que la vitesse d'ensemble du fluide devient comparable à la vitesse d'agitation thermique. Ainsi la décharge tend à devenir uniquement électronique, et l'émission électronique de la

cathode est accrue, comme le montre l'augmentation d'intensité [1]. L'état des électrodes dépend en effet de leur température, qui résulte d'un équilibre entre la température de l'air, très basse comme nous l'avons vu, et l'échauffement par frottement de leur surface. Il dépend aussi de l'épaisseur de la couche limite qui diminue quand la vitesse augmente. Ainsi, comme l'étincelle est toujours un début de décharge, il n'y a plus qu'une tension aux bornes, la tension d'entretien se confond avec la tension disruptive.

Une étude des propriétés optiques de l'étincelle est en cours; ses premiers résultats confirment cette interprétation.

La plupart de ces observations ont figuré au Salon de l'Aéronautique de 1936, une collaboration du Ministère de l'Air ayant été utilisée pour réaliser avec soin les tuyères employées.

MÉCANIQUE APPLIQUÉE. — *Au sujet des essais physiques des ciments.* Note [1] de M[lle] **Édith Couillaud**, présentée par M. Albert Caquot.

Depuis de longues années, les essais mécaniques des liants hydrauliques se pratiquaient sous forme d'une épreuve de traction d'une éprouvette en forme de huit constituée avec de la pâte pure ou un mortier de composition déterminée.

On a introduit depuis les essais de compression de mortier comme répondant mieux au genre de sollicitations auxquelles ces matériaux sont soumis dans leur emploi normal et aussi comme donnant des résultats plus homogènes, par conséquent plus sûrs.

Lorsqu'on est en possession des résultats d'un certain nombre d'essais, on considère que la résistance du ciment est représentée par le résultat médian ou médiane des nombres obtenus.

Malgré tout le soin apporté dans la définition de ces essais, l'expérience a montré que, pour un même ciment essayé dans divers laboratoires suivant une technique minutieusement précisée dans tous ses détails (température de fabrication et de conservation des éprouvettes, quantité et nature de l'eau de gâchage, granulométrie et constitution du sable, durée du gâchage, procédé de remplissage des moules etc.), la médiane des résultats variait de 4 à 15 pour 100 d'un laboratoire à l'autre. Dans un même

---

(1) Yadoff, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 510.

(1) Séance du 21 mars 1938.

laboratoire, les essais répétés par différents opérateurs donnent un meilleur accord sur la médiane, spécialement dans les essais de compression.

Ces résultats, aussi bien qu'une étude rigoureuse à laquelle nous nous sommes livrée dans neuf laboratoires divers, officiels ou privés, nous a montré l'influence prépondérante du facteur personnel de l'opérateur et par conséquent la nécessité impérieuse, pour aboutir à des résultats constants, d'une fabrication entièrement mécanique des éprouvettes.

Dans une première série d'essais, nos efforts ont porté sur le remplissage mécanique des moules, le remplissage à la main s'étant révélé, dans tous les laboratoires, comme l'opération présentant le caractère personnel le plus marqué. Le mortier, gâché à la main d'une façon toujours identique, était placé par petites fractions dans les moules cubiques de 5^{cm} d'arête animés d'un mouvement de translation circulaire horizontal (giration) de diamètre et de fréquence variables. Les accélérations horizontales réalisées pouvaient atteindre plusieurs fois l'accélération de la pesanteur.

Lors d'essais ultérieurs, nous avons réalisé un gâchage mécanique dans une petite bétonnière rotative, qui donne un mélange bien homogène et toujours le même, et une distribution automatique du mortier dans les moules pendant la giration. L'influence de l'opérateur, qui n'intervient plus que pour les pesées et la surveillance, est ainsi éliminée au maximum.

Avec ces nouvelles techniques, les constituants du mortier s'organisent de telle sorte que les éprouvettes ainsi obtenues ont un poids en moyenne supérieur de 4 pour 100 aux éprouvettes fabriquées à la main et l'écart moyen relatif, qui peut être pris comme critère de la précision des essais, de l'ordre de 5 à 7 pour 100 dans la technique courante, s'est abaissé au-dessous de 2 pour 100. Corrélativement, l'écart maximum relatif pour un même nombre d'essais s'est trouvé réduit de moitié; de même l'écart moyen relatif des médianes des gâchées successives, par rapport à la médiane générale, a été réduit dans le rapport de 3 à 1.

Des expériences sont actuellement en cours, en vue de préciser notamment l'influence de la fréquence et du diamètre de la giration, de la forme du distributeur, du temps que durent le malaxage et le remplissage etc.

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Analyticité du carré de la vitesse angulaire d'un astre fluide*. Note de M. **Pierre Dive**, présentée par M. Élie Cartan.

Considérons un astre fluide, stratifié en couches ellipsoïdales, et doué de rotations permanentes, définies par le carré de la vitesse angulaire (¹)

$$(1)\qquad \omega^2 = \frac{1}{\rho}\left(\rho_e\Omega_e - \int_{\rho}^{\rho_e}\Omega\,d\rho\right),$$

fonction du point $P(\beta, x^2)$ considéré sur une couche (β) de densité ρ, à la distance x de l'axe de rotation oz. Posons

$$(2)\qquad j = \frac{1+k^2}{k^3},\qquad \Upsilon(t,\tau) = 2\pi f\left[\operatorname{arc\,tang} t - \frac{t}{1+t^2} - \frac{2}{1+\tau^2}(t - \operatorname{arc\,tang} t)\right].$$

On a

$$(3)\qquad \Omega = \rho_e j_e \Upsilon(k_e,\tau) - \int_0^{\beta} j\Upsilon(s,\tau)\,\dot q\,dq - \int_{\beta}^{b_e} j\Upsilon(k,\tau)\,\dot q\,dq,\qquad \left(\dot q = \frac{dq}{db}\right);$$

k, τ, s sont les *aplatissements* (rapports des demi-axes focaux c, γ, c' aux demi-axes polaires b, β, b') respectifs de la couche attirante (b) de densité q, de la couche (β) de densité ρ sur laquelle se trouve P, et de l'ellipse (b'), homofocale de (b) et passant en P (²). L'indice e indique des valeurs prises sur la couche superficielle (b_e).

s est défini implicitement par l'équation

$$(4)\qquad F(s;\, b, x^2) \equiv s^4\beta^2 u + s^2(\alpha^2 - c^2 - \gamma^2 u) - c^2 = 0,$$
$$\left[u = 1 - \frac{x^2}{\alpha^2},\qquad \alpha^2 = \beta^2(1+\tau^2)\right],$$

où α est le demi-axe équatorial de la couche (β). Cette équation admet quel que soit x^2 réel > 0, deux racines réelles s_1^2 et s_2^2, ou une racine double $s_{12}^2 = \tau^2$, lorsqu'on a $b = \beta$, $x^2 = \alpha^2(\alpha/\gamma)^2$, $(> \alpha^2)$; on ne retient que la racine s positive et finie quand $x^2 = \alpha^2$, telle que $s^2 + 1 \neq 0$ pour toute valeur réelle de x^2.

(¹) *Rotations internes des astres fluides*, p. 11.

(²) La densité $\rho(\beta)$ ou $q(b)$ étant une fonction à variation bornée (monotone croissante), les intégrales, ci-dessus, peuvent être regardées comme des intégrales de Stieltjès pour lesquelles l'existence de la dérivée $\rho'(\beta)$ ou $\dot q(b)$ n'est pas requise.

Les fonctions $s(b, x^2)$ et $j\Upsilon(s, \tau)\dot{q}$ sont holomorphes en x^2 dans le domaine ouvert (Γ) ne contenant aucun point du plan des x^2 associé à une valeur de b de l'intervalle $[0, \beta]$ telle que l'on ait à la fois $F = 0$ et $F'_{s^2} = 0$, ou, ce qui revient au même, telle que le discriminant Δ de l'équation en s^2, $F = 0$, soit nul. Le domaine (Γ), ainsi défini, est limité par une ellipse Γ, de centre $\alpha^2/2$, dont les sommets sont $\alpha^2(\alpha/\gamma)^2$, $-\alpha^2(\beta/\gamma)^2$, $\alpha^2(\alpha+\beta i)^2/\gamma^2$, $\alpha^2(\alpha-\beta i)^2/\gamma^2$ (³).

Or $j\Upsilon(s, \tau)\dot{q}$ est continue en b et x^2 dans (Γ) et $[0, \beta]$, donc bornée dans tout domaine fermé $(\Gamma') \subset (\Gamma)$ (⁴) et, *a fortiori*, le long du segment $[0, \alpha^2]$ de l'axe réel du plan des x^2.

L'intégrale

$$\int_0^\beta j\Upsilon(s, \tau)\dot{q}\,db,$$

et, par suite Ω, *sont alors holomorphes le long de ce segment* (⁵). *L'expression* (1) de ω^2 *jouit de la même propriété.*

La connaissance de ω^2 sur un élément de méridienne suffit donc à définir cette fonction sur une couche entière. Ce théorème paraît appelé à d'intéressantes applications. Par exemple, *en vertu du théorème de Stokes* (⁶), *le champ gravifique extérieur d'un astre est entièrement déterminé par sa masse, sa surface limite et un élément de sa rotation superficielle* ω_e^2.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Le principe de la vitesse critique dans la matérialisation du photon.* Note de M. **Santiago Antunez de Mayolo**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous avons montré (¹) que la matérialisation d'un photon obéit, au moins, à trois lois : 1° *Énergétique*, soit de l'équivalence à égalité de masse entre l'énergie du photon dans le vide et la somme des énergies latentes des corpuscules qui résultent de $h\nu = \Sigma m_0 c^2$; 2° *Cinématique*, ou principe de la vitesse critique u_0 de matérialisation du photon, fixé par la constante

(³) Je dois cette détermination précise à M. Élie Cartan.

(⁴) Le signe $\subset$ signifie « contenu dans ».

(⁵) Cf. P. Montel, *Séries de polynomes*, p. 27; É. Goursat, *Analyse mathématique*, 2, p. 281.

(⁶) Cf. *Rotations internes*, p. 30.

(¹) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 360; 205, 1937, p. 540.

$\alpha = u_0/c$ de structure fine; 3° de *Composition*, le photon dans le vide se trouve formé seulement par les électricités positive et négative accouplées, tandis que les corpuscules électriques contiennent en plus d'un des éléments électriques du photon, un troisième élément, le *neutre*, qui forme le noyau du corpuscule. Cet élément neutre est englobé par substitution d'une partie de l'énergie électrique du photon, de manière que l'énergie latente W du corpuscule se compose de *deux classes d'énergies :* l'une, E de nature électrique et l'autre N de fixation, qui correspond à la masse du neutre nucléaire, soit, $W = E + N$ avec, comme cas particuliers $E = 3W/4$ et $N = W/4$ pour les corpuscules électriques élémentaires (électron, positon et proton); $E = 0$ pour le neutron et $N = 0$ pour le photon dans le vide.

La vitesse critique u_0 de matérialisation, commune aux corpuscules élémentaires, détermine la charge e de l'électron et du proton,

$$e^2 = \frac{h u_0}{2\pi} \quad \text{en u.e.s.} \tag{1}$$

Cette formule montre que la charge e est indépendante de la masse et dépend seulement de la vitesse u_0 de matérialisation, ce qui explique pourquoi l'électron et le proton de différentes masses ont quand même la même charge. Pour l'électron, u_0 est la vitesse linéaire périphérique de la couche électrique de rayon $l = e^2/m_0 c^2$; pour le proton de masse M_p, u_0 est la vitesse linéaire de rotation dans la circonférence de rayon $l_p = e^2/M_p c^2$.

Pour l'électron de masse m_0, égale à celle d'un photon dans le vide d'énergie $h\nu_0$ équivalente, l'énergie correspondant au noyau est

$$N = \frac{1}{4} h\nu_0 = \frac{1}{4} m_0 c^2. \tag{2}$$

La fréquence ν_0 de rotation de l'électron se trouve donnée par le quotient de la vitesse u_0 par la circonférence $2\pi l$,

$$\nu_0 = \frac{u_0}{2\pi l}, \tag{3}$$

donc $N = hu_0/8\pi l$ et puisque entre le rayon l, qui conduit à l'équivalence relativistique entre l'énergie latente et l'énergie rayonnante, et le rayon de l'électron $r = 2e^2/3m_0 c^2$ donné par la théorie électromagnétique, que considère seulement l'énergie de nature électrique, il y a la relation $l = 3r/2$, on trouve, pour l'énergie correspondant au noyau,

$$N = \frac{2 h u_0}{8\pi \times 3r} = \frac{1}{4} m_0 c^2, \tag{4}$$

d'où, pour le rayon du noyau en fonction de h et de la vitesse linéaire u_0,

$$(5)\qquad r = \frac{h u_0}{3\pi m_0 c^2} = \frac{\alpha h}{3\pi m_0 c}.$$

Comme vérification, puisque d'après (1) on a $e^2 = hu_0/2\pi$, il en résulte

$$(5.1)\qquad r = \frac{2}{3}\,\frac{e^2}{m_0 c^2}.$$

De même on trouve pour le rayon de la couche électrique $l = \alpha h/2\pi m_0 c$.

Pour connaître la vitesse linéaire u_n de rotation du noyau, il suffit de remarquer que dans (5) on a $\nu_0 = m_0 c^2/h$, donc $u_n = 2u_0/3$, ce qui montre que l'électron-couche électrique et noyau-tourne d'un bloc comme un corps rigide.

On trouve de même pour l'énergie de nature électrique,

$$(6)\qquad E = \frac{3}{4} h\nu_0 = \frac{3 h u_0}{8\pi l},$$

et puisque de nouveau $e^2 = hu_0/2\pi$ et $l = 3r/2$, on retrouve la formule électrostatique sur l'énergie d'une charge e distribuée sur une sphère de rayon r,

$$(7)\qquad E = \frac{e^2}{2r}.$$

Comme vérification la somme des énergies E et N est

$$(8)\qquad E + N = \frac{h u_0}{2\pi l} = h\nu_0 = m_0 c^2.$$

Quand un photon se matérialise en électron et position, chaque corpuscule possède la moitié de la fréquence du photon original.

Le moment de pivotement *spin* de l'électron est

$$(9)\qquad P = \frac{1}{2}\,\frac{h}{2\pi} = \frac{l m_0 c}{2\alpha}.$$

Son moment magnétique est en u. e. s.,

$$(10)\qquad M = \frac{eh}{4\pi m_0} = \frac{elc}{2\alpha}.$$

Le quotient de deux moments est $M/P = e/m_0$.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur une forme des solutions des équations de Dirac et des équations du photon.* Note de M. **Gérard Petiau**, présentée par M. Louis de Broglie.

Considérant l'équation d'ondes de Dirac en l'absence de champ que nous écrivons

$$(1)\qquad \left[\frac{1}{i}\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}+\mathrm{H}(\vec{p})\right]_{il}\psi_l=\left[\frac{1}{i}\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}-\sum_p\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial x_p}\alpha_p+\mu\alpha_4\right]_{il}\psi_l=0,$$

où $\mu=(2\pi/h)m_0c$, nous nous proposons d'en chercher les solutions $\psi_i(x, y, z, t)$ représentables ainsi que les fonctions initiales $\mathrm{F}_i(x, y, z)$ par des intégrales de Fourier de la forme

$$\psi_i(x,y,z,t)=\frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}\int_{-\infty}^{+\infty}a_i(\vec{k})e^{i(kct-\vec{k}\vec{x})}\,d\vec{k},\qquad \mathrm{F}_i(x,y,z)=\frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}\int_{-\infty}^{+\infty}\mathrm{A}_i(\vec{k})e^{-i\vec{k}.\vec{x}}\,d\vec{k}.$$

Les fonctions ψ_i devant en outre satisfaire à l'équation

$$\left(\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}-\sum_p\frac{\partial^2}{\partial x_p^2}-\mu^2\right)_{il}\psi_l=0,$$

k et $\vec{k}$ se trouvent liés par la relation $k^2=|\vec{k}|^2+\mu^2$ de telle sorte qu'au vecteur $\vec{k}$ déterminé correspondent les scalaires k et $-k$. Par suite, nous devrons écrire la solution générale ψ_i sous la forme

$$(2)\qquad \psi_i(x,y,z,t)=\frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}\int_{-\infty}^{+\infty}\left[a_i(\vec{k})e^{ikct}+b_i(\vec{k})e^{-ikct}\right]e^{-i\vec{k}.\vec{x}}\,d\vec{k}.$$

Ces fonctions devant satisfaire à l'équation (1) et pour $t=0$ devant se réduire aux fonctions initiales $\mathrm{F}_i(x, y, z)$, les a_i et b_i devront satisfaire au système

$$\left[k+\mathrm{H}(\vec{k})\right]_{il}a_l(\vec{k})=\left[k-\mathrm{H}(\vec{k})\right]_{il}b_l(\vec{k})=0,$$
$$a_i(\vec{k})+b_i(\vec{k})=\mathrm{A}_i(\vec{k}),\qquad \left[\mathrm{H}(\vec{k})=(\vec{k}\vec{\alpha})+\mu\alpha_4\right].$$

Ce système se résout immédiatement et donne

$$a_i(\vec{k})=\left[\frac{k-\mathrm{H}(\vec{k})}{2k}\right]_{il}\mathrm{A}_l(\vec{k});\qquad b_i(\vec{k})=\left[\frac{k+\mathrm{H}(\vec{k})}{2k}\right]_{il}\mathrm{A}_l(\vec{k}).$$

Nous obtenons

$$(3)\quad \psi_l(t) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}\int_{-\infty}^{+\infty}\left\{\left[\frac{k-\mathrm{H}(\vec{k})}{2k}\right]_{ll'}\mathrm{A}_{l'}(\vec{k})\,e^{ikct}+\left[\frac{k+\mathrm{H}(\vec{k})}{2k}\right]_{ll'}\mathrm{A}_{l'}(\vec{k})\,e^{-ikct}\right\}e^{-i\vec{k}\vec{x}}\,d\vec{k}.$$

Cette solution s'écrit encore, en transformant les exponentielles dépendant du temps,

$$(4)\quad \psi_l(x, y, z, t) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}\int_{-\infty}^{+\infty}\left[\frac{k\cos kct - i\mathrm{H}(\vec{k})\sin kct}{2k}\right]_{ll'}\mathrm{A}_{l'}(\vec{k})\,e^{-i\vec{k}\vec{x}}\,d\vec{k}.$$

On peut montrer facilement par un développement en série que cette forme est équivalente à la forme connue (Schrödinger. *Annales de l'Institut Henri Poincaré*, 1932, p. 272)

$$(5)\qquad \psi_l(x, y, z, t) = \left[e^{-i\mathrm{H}(\vec{p})ct}\right]_{ll'}\mathrm{F}_{l'}(x, y, z).$$

La forme (4) de ψ_l nous permet de calculer facilement les moyennes des opérateurs représentés par des matrices K du système des matrices α. En effet, les propriétés de la fonction $\delta(\vec{k}-\vec{k}')$ nous permettent d'écrire

$$\overline{\mathrm{K}}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty}\mathrm{A}^*\left[\frac{k\cos kct + i\mathrm{H}(\vec{k})\sin kct}{2k}\right](\mathrm{K})\left[\frac{k\cos kct - i\mathrm{H}(\vec{k})\sin kct}{2k}\right]\mathrm{A}\,d\vec{k}.$$

Si nous décomposons alors H en une somme de deux termes $\mathrm{H} = \mathrm{H}_1 + \mathrm{H}_2$ tels que $\mathrm{KH}_1 = \mathrm{H}_1\mathrm{K}$ et $\mathrm{KH}_2 = -\mathrm{H}_2\mathrm{K}$, nous obtenons

$$\overline{\mathrm{K}}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty}\left\{\mathrm{A}_l^*\left(\frac{\mathrm{HH}_1\mathrm{K}}{k^2}\right)_{ll'}\mathrm{A}_{l'} + \mathrm{A}_l^*\left(\frac{\mathrm{HH}_2\mathrm{K}}{k^2}\right)_{ll'}\mathrm{A}_{l'}\cos 2kct + \mathrm{A}_l^*\left(\frac{ik\mathrm{H}_2\mathrm{K}}{k^2}\right)_{ll'}\mathrm{A}_{l'}\sin 2kct\right\}d\vec{k}.$$

Nous voyons ainsi apparaître dans la valeur moyenne une partie constante et une partie oscillante au cours du temps, interprétée comme résultant d'un battement entre les ondes à énergie positive et les ondes à énergie négative et constituant dans le cas de la vitesse le tremblement de Schrödinger. La décomposition faite sur H correspond d'ailleurs à la décomposition de l'opérateur K en opérateurs pair et impair de Schrödinger. Nous voyons immédiatement sur $\overline{\mathrm{K}}$ que la partie oscillante disparaît lorsque l'opérateur K correspond à une grandeur intégrale première.

Dans le cas du photon de M. Louis de Broglie [1], en écrivant les équa-

---

[1] *Nouvelles recherches sur la lumière*, Paris, 1937.

tions d'évolution et les équations de condition du photon sous la forme

$$\mathcal{L}\,\Phi(x,y,z,t)=\left[\frac{1}{ic}\frac{\partial}{\partial t}+\mathcal{H}(\vec{p})\right]\Phi=\left[\delta_{il}\delta_{km}\frac{1}{ic}\frac{\partial}{\partial t}+\frac{1}{2}(\mathrm{H}_1)_{il}\,\delta_{km}+\frac{1}{2}(\mathrm{H}_2)_{km}\,\delta_{il}\right]\Phi'_{lm}=0,$$

$$\mathcal{L}'\,\Phi(x,y,z,t)=\mathcal{H}'(\vec{p})\,\Phi=\left[\frac{1}{2}(\mathrm{H}_1)_{il}\,\delta_{km}-\frac{1}{2}(\mathrm{H}_2)_{km}\,\delta_{il}\right]\Phi_{lm}=0,$$

et en représentant les conditions initiales par

$$\mathrm{F}_{ik}(x,y,z)=\frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}\int_{-\infty}^{+\infty}\Phi^{(0)}_{ik}(\vec{k})\,e^{-i\vec{k}\vec{x}}\,d\vec{k},$$

nous obtenons par la même méthode les solutions

$$\Phi_{ik}(x,y,z,t)=\frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}\int_{-\infty}^{+\infty}\left\{\frac{\left[k-\mathrm{H}_1(\vec{k})\right]\left[k-\mathrm{H}_2(\vec{k})\right]}{4k^2}\Phi^{(0)}(\vec{k})\,e^{ikct}\right.$$

$$\left.+\frac{\left[k+\mathrm{H}_1(\vec{k})\right]\left[k+\mathrm{H}_2(\vec{k})\right]}{4k^2}\Phi^{(0)}(\vec{k})\,e^{-ikct}\right\}e^{-i\vec{k}\vec{x}}\,d\vec{k},$$

qui se réduisent à

$$\Phi_{ik}(x,y,z,t)=\frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}\int_{-\infty}^{+\infty}\left[\frac{k\cos kct-i\mathcal{H}(\vec{k})\sin kct}{k}\right]_{ik,lm}\Phi^{(0)}_{lm}(k)\,e^{-i\vec{k}\vec{x}}\,d\vec{k},$$

sous les conditions initiales

$$\left[\mathcal{H}'(\vec{p})\right]_{ik,lm}\mathrm{F}_{lm}(x,y,z)=0.$$

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Une nouvelle technique pour la mesure des pressions superficielles très faibles*. Note (¹) de M. **Jean Guastalla**, présentée par M. Jean Perrin.

Un cadre paraffiné flotte à la surface de l'eau contenue dans une cuve de verre. Un mince fil de soie enduit de vaseline, capable de flotter sur l'eau et de servir de barrière aux films monomoléculaires, sépare la surface intérieure du cadre en deux parties ; une portion de ce fil est tendue par le bras d'une balance de torsion, de l'un des bords du cadre jusqu'au voisinage du bord opposé ; le reste du fil, en forme de boucle, réunit le point d'appli-

---

(¹) Séance du 21 mars 1938.

cation de la tension au deuxième bord du cadre et assure ainsi l'étanchéité de la séparation.

Si l'on dépose un film monomoléculaire d'un côté de la barrière [l'autre surface étant soigneusement nettoyée au moyen d'un ajutage pointu relié à une trompe à vide ([2])], le fil de soie, sous l'action de la pression superficielle exercée par le film, va prendre la forme d'un arc de cercle. Un calcul simple montre que, pour de petites courbures, la flèche de l'arc de cercle est : 1° proportionnelle à la pression superficielle ; 2° inversement proportionnelle à la tension appliquée au fil de soie. Si S est la longueur du fil, t la tension appliquée, f la flèche de l'arc de cercle, p la pression superficielle, on a la relation $p\,S^2/8 = ft$.

Avec différents films à différentes pressions bien déterminées, et pour diverses valeurs de S et de t, la validité de ce calcul se vérifie expérimentalement.

La cuve étant éclairée par en dessous, l'image de la partie médiane du fil de soie, grâce à un objectif à axe vertical et à un système de miroirs, est projetée sur une échelle graduée où ses déplacements apparaissent amplifiés dans une proportion connue.

On pourrait mesurer les pressions superficielles en agissant sur la tension du fil de soie de façon à ramener l'image à une division déterminée (flèche constante). Il est plus commode d'utiliser l'appareil par lecture directe des déplacements de l'image du fil. On n'agira sur la balance de torsion que pour modifier la sensibilité de l'appareil, suivant l'ordre de grandeur des pressions à mesurer.

Avec les caractéristiques actuelles de notre appareil, si l'on applique au fil de soie une tension de 2 dynes, une déviation de 1^{mm} sur l'échelle graduée correspond à une différence de pression superficielle de $1/1000^e$ de dyne/cm.

Cet appareil, étant apériodique et pratiquement dépourvu d'inertie, permet des mesures rapides et se prête particulièrement bien à l'étude des pressions superficielles extrêmement faibles.

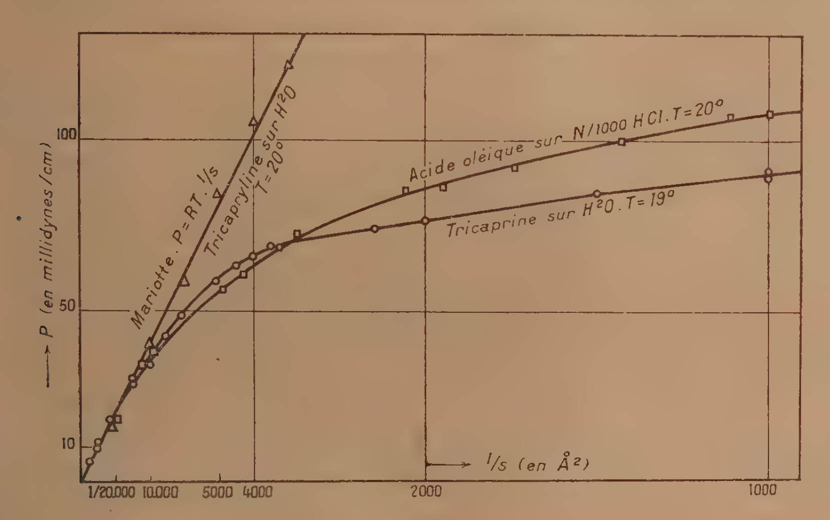
Pour obtenir un film de masse connue, nous employons chaque fois qu'il est possible la méthode suivante : nous déposons, au moyen d'un fil de platine, une quantité quelconque du corps à étudier sur l'eau d'un petit canal gradué pouvant s'ouvrir à l'intérieur du cadre de l'appareil. Puis, rassemblant par le souffle le film ainsi formé, nous en aspirons l'excès avec

---

([2]) Cf. J. GUASTALLA, *Comptes rendus*, 189, 1929, p. 241.

la pointe de l'ajutage relié à la trompe à vide, jusqu'à ce que le film, décelé par quelques grains de talc, occupe dans le canal la surface désirée. Après quoi nous ouvrons le canal et nous laissons le film se détendre. La surface moléculaire d'un film rassemblé par un souffle très léger correspond sur l'isotherme au point de départ du palier de vaporisation, point supposé connu au préalable ([3]).

Nous reproduisons ci-après les extrémités des isothermes de quelques



films. Nous portons en ordonnées les pressions superficielles, en abscisses les inverses des surfaces moléculaires, autrement dit des grandeurs proportionnelles à la quantité de film déposée sur une surface donnée. Dans ce système de coordonnées, la loi de Mariotte est représentée par une droite passant par l'origine.

([3]) Ce mode opératoire suppose que le corps s'étende spontanément sur l'eau, et que son film présente un palier de vaporisation. Les résultats ainsi obtenus ont été fréquemment contrôlés au moyen de solutions titrées.

CHALEUR. — *Détermination pratique de la conductibilité thermique des métaux en valeur relative.* Note [1] de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous avons indiqué diverses méthodes absolues de mesure de cette conductibilité; mais il est évident que, pour la pratique, une mesure en valeur relative est suffisante; aussi bien la mesure classique de la conductibilité électrique n'est-elle pas une mesure absolue.

Si le problème est d'opérer sur de petits échantillons, la convection par la surface latérale de l'échantillon est inévitable, et il est indiqué de rapporter la conduction à ces phénomènes de convection, en prenant les précautions essentielles pour qu'ils soient bien définis, et identiques pour les différents échantillons.

Il faut mesurer la température en différents points du métal, correctement, et sans altérer la propagation de la chaleur, problème techniquement très difficile. Nous avons tourné la difficulté dans le montage extrêmement simple qui va être décrit.

L'échantillon est un barreau de 250^{mm} de longueur sur 3^{mm} de diamètre. Il est recouvert d'un enroulement continu et bien uniforme, en fil de cuivre de $0^{mm},1$ de diamètre, guipé d'une couche de coton (diamètre du fil guipé $0^{mm},2$ environ). Une ligature en fil (un peu raide) de constantan de $0^{mm},2$, guipé, immobilise le fil de cuivre très près de chaque extrémité.

Une moitié de l'enroulement constitue un *four* électrique, l'autre moitié un thermomètre à résistance. L'expérience consiste à alimenter de la même manière tous les fours; *l'indication du thermomètre* (bien qu'*elle ne soit pas* une valeur moyenne de l'échauffement de la partie correspondante du barreau, du fait du contact très imparfait entre cuivre et barreau) *est alors proportionnelle à la racine carrée de la conductibilité thermique k.*

Disons tout de suite, pour ne pas alourdir l'exposé, que les quelques millimètres du métal qui, vers les extrémités, ne sont pas recouverts de fil, sont sans influence parce que le barreau est *long*; mais les longueurs du four et du thermomètre sont les longueurs λ et l effectivement recouvertes.

Nous rapporterons les phénomènes d'échange à la surface nue du

---

(1) Séance du 21 mars 1938.

barreau, de périmètre p, de section s. Considérons une longueur dx du four. On y dépense électriquement la puissance qdx. Soient W la température du fil chauffant, T celle du barreau, la température ambiante (définie par une résistance électrique analogue) étant prise pour zéro. On dissipe à l'extérieur $hp\,\mathrm{W}\,dx$, et l'on cède au barreau $\mathrm{H}p(\mathrm{W}-\mathrm{T})\,dx$. Le barreau perd, par ailleurs, $\lambda p\,\mathrm{T}\,dx$, à travers l'isolant. La solution de l'équation en T est, en posant :

$$h' = h\mathrm{H} : (\mathrm{H}+h) + \lambda, \qquad 1 : \beta^2 = ks : h'p,$$

(1) $$\mathrm{T} = q\mathrm{H} : h'(\mathrm{H}+h) - \mathrm{M}\,\mathrm{ch}\,\beta x.$$

H est grand devant h, et λ n'est qu'une petite fraction de h. D'après nos anciennes mesures de convection, h' serait de l'ordre de 6 à 8.10^{-4}.

En ce qui concerne la portion recouverte du thermomètre à résistance, la description des phénomènes y est *exactement la même*, à cela près que q est alors nul. La température T est donnée par une expression $\mathrm{N}\,\mathrm{ch}\,\beta(l-x)$, et la température V du fil résistant sera $\mathrm{HT} : (\mathrm{H}+h)$.

La température moyenne du thermomètre est

(2) $$\mathrm{V}_m = \left(\frac{\mathrm{H}}{\mathrm{H}+h}\right)^2 \frac{q}{h'\sqrt{h'}}\sqrt{\frac{s}{p}}\,\frac{1}{\coth\beta\lambda + \coth\beta l}\sqrt{k}.$$

λ est égal à l, et le barreau est assez long pour que les deux coth soient prises égales à 1. L'expression complexe en H, h, h', dépend, en fait, très peu du fil et des circonstances de son enroulement; or, comme nous avons réalisé, à la main, des enroulements presque identiques sur les divers métaux étudiés, il s'ensuit que ladite expression jouera, du point de vue géométrique, pour cette double raison, le rôle d'une constante. Il semble se présenter une difficulté pour q, la résistance du four dépendant de la *température*, qui n'est pas tout à fait la même pour tous les échantillons, et de sa *construction*. L'artifice que nous avons nommé *puissance stationnaire* résout la difficulté : une résistance en constantan, *fixe*, voisine de la résistance, *variable ou incertaine*, du four, étant en série avec lui, la puissance dissipée dans le four, qui présente, en fonction de la résistance du four, un *maximum aplati*, reste égale, très sensiblement, au quotient du carré de la d. d. p. E appliquée à l'ensemble, par 4 fois la résistance du constantan, malgré des variations éventuelles de résistance du four. On réalise ainsi, dans tous les cas, une même valeur de q, en alimentant en parallèle toutes les installations. La convection se faisant alors dans des conditions ther-

miques très voisines, la dernière cause de variation possible de l'expression précitée en H, h, h' disparaît.

V_m est donc proportionnelle à $\sqrt{k}$, comme nous l'annoncions.

On peut étudier au préalable, avec plus de détails, le métal choisi comme étalon. En mesurant E (fournie, en l'espèce, par un transformateur de 6 volts), on peut connaître q, et, connaissant *a priori* k, calculer par (2), très approximativement, la valeur de h', d'où $\beta\lambda$ et βl, ce qui permet de calculer la correction due aux deux coth. Notre choix s'est porté sur un aluminium très pur, de conductibilité 0,50. Nous avons déduit des mesures l'expression générale $1:\beta = 11\sqrt{k}$ c. g. s., d'où, pour l'aluminium, une correction des coth égale à + 15 pour 100, importante à cause de la grande conductibilité. La valeur de $1:\beta$ serait réduite d'un tiers environ, avec un *ruban* de section (4×1) mm².

Nos mesures ont porté sur des barreaux d'aluminium, de laiton de décolletage et de fer très doux pour soudure. Les résistances-thermomètres s'étant trouvées fidèles à 1 ou 2 dix-millièmes près, donnaient avec une bonne approximation les échauffements V_m, correspondant à des variations de résistance de 2 à 4 pour 100. Nous avons trouvé ainsi, *très fidèlement*, pour le laiton et le fer, les conductibilités, parfaitement plausibles, de 0,27 et 0,17 c. g. s.

En plaçant les barreaux dans un four, et remplaçant éventuellement les guipages, on opérerait sans difficulté à température plus élevée.

PHYSIQUE. — *Sur les potentiels critiques simples de l'oxyde de carbone.* Note [1] de MM. **Jean Savard** et **Marc de Hemptinne**, présentée par M. Jean Perrin.

Nous avons précédemment interprété [2] un certain nombre de potentiels critiques de cette molécule (potentiels compris entre 12,5 et 34 V.) par des combinaisons additives deux à deux des potentiels simples de résonance. Il nous est apparu que cette interprétation devait être étayée par la détermination *expérimentale*, par bombardement électronique, des valeurs des énergies d'activation des différents états; ceci afin d'utiliser non des valeurs déduites de la spectroscopie et sujettes à une application quantitative

(1) Séance du 14 mars 1938.

(2) *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 354 et 1039.

difficile du principe classique de Franck et Condon, mais des valeurs indépendantes de toute autre considération que celle de la réalité expérimentale.

Les potentiels critiques déterminés par notre technique ([3]) sont les suivants : 4,74; 5,95; 7,1; 7,95; 9,5; 9,8; 10; 10,35; 10,8; 10,95; 11,35; 11,45; 12,3; 12,65; 13 et 13,2 V.

Remarque. — Le potentiel 5,95 doit être confondu avec un potentiel très voisin observé une fois seulement à 6 V. Il en est de même pour les potentiels 7,95 (7,9) et 10,35 (10,4).

Les potentiels observés par nos prédécesseurs ([4]) sont 6 et 8,2 V, vraisemblablement identiques à nos potentiels 5,95 et 7,95.

Il est curieux de constater que tous les minima d'énergie d'activation spectralement connus sont représentés dans la liste ci-dessus de nos potentiels expérimentaux. On a, en effet

État électronique.	Énergie minima.	État électronique.	Énergie minima.	État électronique.	Énergie minima.
K......	4,78	$A^1\Pi$...	7,98	$C^1\Sigma$...	11,34
$a^3\Pi$....	5,95	$b^3\Sigma$....	10,34	$E^1\Sigma$...	11,45
$a'^3\Sigma$...	7,12	$B^1\Sigma$....	10,72	$F^1\Pi$...	12,30
$d^3\Pi$....	7,88	e.....	10,96	$G^1\Pi$...	12,98

On serait tenté d'admettre que les potentiels critiques observés sont les énergies minima d'activation des différents états de la molécule. Nous nous en tiendrons cependant à la constatation expérimentale pure et simple de ces potentiels, car avant de retenir l'hypothèse ci-dessus il faudrait résoudre le problème de son accord avec le principe quantique classique de Franck et Condon. Mais il nous semble que les interprétations jadis proposées pour les potentiels critiques supérieurs (addition de deux potentiels critiques inférieurs) sont suffisamment justifiées par la détermination par bombardement électronique des potentiels critiques inférieure au potentiel d'ionisation de la molécule.

Si l'on tient pour exactes les données spectrales concernant les distances séparant les positions d'équilibre des noyaux dans quelques états connus de la molécule, il semble que le principe quantique classique de Franck et Condon *interdise* l'observation des potentiels 5,95 ($a^3\Pi$) et 7,95 ($A^1\Pi$) V.

([3]) M. de Hemptinne et J. Savard, *Journal de Physique et le Radium*, 6, 1935, p. 499.

([4]) W. de Groot et F. M. Penning, *Handbuch der Physik*, 23/1, 1933, p. 23.

On pourrait, d'autre part, considérer comme fortuites les coïncidences entre les valeurs trouvées des potentiels et celles des énergies minima d'activation, et admettre que nos potentiels expérimentaux sont les ordonnées d'abscisse $r_e = 1,13$ Å des courbes d'énergie potentielle des divers états de la molécule. Mais le tracé des courbes au moyen de la formule de Morse n'est pas assez rigoureux pour permettre une discussion. Certains potentiels critiques pourraient peut-être correspondre aux ordonnées ci-dessus définies. Mais comment expliquer les potentiels critiques 5,95 et 7,9 V ?

Les potentiels 9,8 et 10 V expliquent (par addition avec le potentiel 4,75 V) les potentiels 14,6 et 14,7 V précédemment observés et pour lesquels aucune interprétation vraiment satisfaisante n'avait pu être trouvée.

Si l'on interprétait les potentiels observés comme des minima d'énergie d'activation, 9,8 et 10 V correspondraient à des états nouveaux. 9,5 V s'interprète facilement comme le double du potentiel 4,75. Les potentiels 12,65 et 13,2 V ont été déjà expliqués ([5]). Interpréter les potentiels observés comme des niveaux minima reviendrait donc, si l'on veut conserver au principe de Franck et Condon toute sa rigueur et toute sa généralité dans le cas du bombardement électronique, à supposer que les distances des positions d'équilibre des noyaux sont sensiblement égales pour tous les états considérés à cette même distance dans la molécule normale. Il est désirable que de nouvelles et rigoureuses données spectrales permettent une discussion plus serrée des valeurs expérimentales des potentiels critiques.

Il est plus vraisemblable d'admettre que nos résultats expérimentaux sont en contradiction avec la conception quantique classique du principe de Franck et Condon. La mécanique ondulatoire permet déjà de montrer qu'un passage est possible de l'état normal de la molécule aux produits de sa dissociation (atome et ion atomique), conformément à nos résultats expérimentaux précédents, et cela sans passer par un état répulsif intermédiaire de l'ion moléculaire. Le mécanisme du passage est plus compliqué que nous nous le représentions, grâce à la conception classique du principe de Franck et Condon.

([5]) *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 354 et 1039.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur la constante diélectrique du sulfure de carbone à basse température*. Note de M. **Robert Guillien**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les valeurs de la constante diélectrique du sulfure de carbone dues à différents auteurs ([1]), diffèrent d'autant plus que la température est plus basse. Mazur ([2]) avait indiqué que la constante diélectrique ε croît par refroidissement jusqu'à — 90° puis décroît. Ceci semblait montrer l'existence de deux états liquides différents de CS^2 se transformant l'un dans l'autre à — 90°. Des mesures plus récentes ([3]) donnaient au contraire une augmentation de ε plus rapide à partir de — 92°. Il m'a paru intéressant de chercher s'il y avait réellement deux états liquides séparés par un point λ où la courbe (ε, température) présenterait un brusque changement de pente.

J'ai utilisé la méthode que j'ai déjà décrite ([4]) permettant des mesures rapides et précises de ε. Les basses températures sont réalisées par un bain de pentane refroidi par de l'air liquide, et sont mesurées par un couple cuivre-constantan. L'expérience montre que, dans un appareil en verre, la température n'est la même dans tout le sulfure de carbone étudié que si le refroidissement est extrêmement lent. Sinon, à cause de la très faible conductivité thermique de CS^2, on peut commettre aisément une erreur de plusieurs degrés. Pour éviter une telle erreur, j'ai construit un appareil métallique où le sulfure de carbone circule constamment dans le condensateur. Par suite la température du liquide est définie à moins de 0°,05; la surfusion est empêchée, la solidification se fait dans tout le condensateur.

Les résultats obtenus pour ε et la polarisation $[(\varepsilon - 1)/(\varepsilon + 2)] . 1/d$ sont les suivants ([5]) (longueur d'onde 2700^m).

([1]) N. Lyon et F. Wolfram, *Ann. der Physik*, 63, 1920, p. 739; H. Isnardi, *Zeits. fur Physik*, 9, 1922, p. 178; Yoshikatsu Matsuike, *Proc. Imp. Acad. Tokyo*, 5, 1929, p. 29.

([2]) *Acta Physica Polonica*, 1, 1932, p. 47.

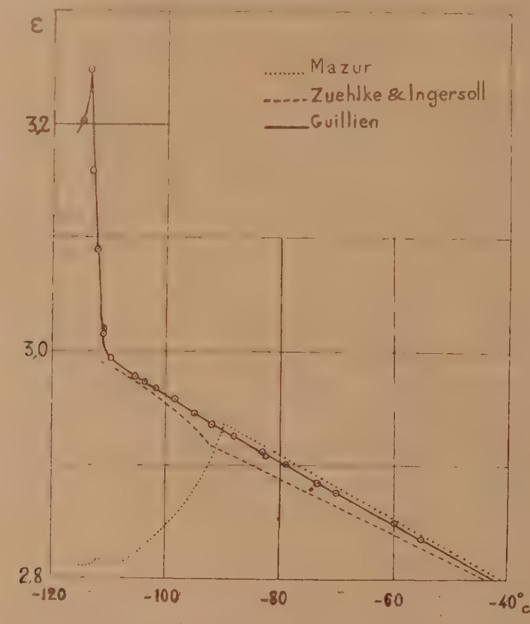
([3]) A. A. Zuehlke et L. R. Ingersoll, *J. O. S. A.*, 27, 1937, p. 315.

([4]) *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 668.

([5]) Densité de CS^2 liquide, d'après Seitz, Altherthum et Lechner, *Ann. der Physik*, 49, 1916, p. 85; de CS^2 solide, d'après F. Koerber, *Ann. der Physik*, 37, 1912, p. 1014.

t.	ε.	$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\frac{1}{d}$.	t.	ε.	$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\frac{1}{d}$.	t.	ε.	$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\frac{1}{d}$.
+20...	2,635	0,2793	−50...	2,822	0,2770	−100....	2,961	0,2754
+15...	2,648	0,2792	−60...	2,850	0,2767	−105....	2,976	0,2754
0...	2,661	0,2788	−70...	2,876	0,2764	−110....	2,994	0,2754
−10...	2,712	0,2780	−80...	2,904	0,2759	Fusion...	–	–
−20...	2,739	0,2778	−85...	2,917	0,2757	−114,84.	3,250	0,2758
−30...	2,766	0,2776	−90...	2,931	0,2755	−115,52.	3,204	0,2725
−40...	2,794	0,2772	−95...	2,946	0,2754			

On constate (voir la figure) qu'il n'y a aucune anomalie dans le domaine liquide de +20 à −110°. A la solidification, ε augmente rapidement en même temps que la densité. La polarisation moléculaire, qui diminue légèrement par refroidissement, comme c'est la règle pour les liquides homopolaires, est à peu près la même à l'état solide.



D'autre part, en n'agitant pas le sulfure de carbone, il est possible d'obtenir une courbe (ε — température) qui a l'allure générale de celle de Mazur, ε diminuant d'autant plus que la solidification est plus rapide. Il y a en effet dans le condensateur à la fois du liquide et du solide congelé en une masse présentant des cavités qui diminuent la valeur observée de ε. (Pour une solidification effectuée en 6 minutes, on a trouvé pour ε 2,78 à −110°, 2,64 à −120°.)

ÉLECTRONIQUE. — *Sur la diffusion de neutrons monocinétiques par les protons.* Note [1] de M. **Bruno Pontecorvo**, présentée par M. Jean Perrin.

La section efficace σ pour la diffusion des neutrons par les protons, en fonction de l'énergie du neutron, peut être exprimée [2] par la formule

$$\sigma = \frac{h^2}{\pi M}\left(\frac{1}{4}\,\frac{1}{|E_1| + \frac{1}{2}W} + \frac{3}{4}\,\frac{1}{|E_0| + \frac{1}{2}W}\right). \tag{1}$$

M est la masse du proton; E_0 est l'énergie de liaison du neutron dans son état fondamental (spin $= 1$) qui, avec les notations spectroscopiques, peut être classé comme un terme ^3S. D'après les données [3] les plus récentes, on a $E_0 = -2{,}17.10^6$ eV; E_1 est l'énergie de l'autre état (réel ou virtuel) qui peut être envisagé, dans lequel les spins du proton et du neutron sont antiparallèles; cet état peut être classé comme un terme ^1S. On peut déduire de l'équation (1) la valeur absolue de E_1, si l'on connaît la valeur de σ pour des neutrons d'énergie déterminée. La valeur de σ pour neutrons de quelques volts (neutrons de résonance d'Ag et Rh) donnée par Amaldi et Fermi [4] ($\sim 13.10^{-24}$ cm^2) n'est pas connue avec grande précision : toutefois, la précision de la valeur qui en résulte pour $|E_1|$ ($|E_1| = 120000$ eV) est largement suffisante pour la vérification qualitative de l'équation (1) avec des neutrons de différentes vitesses.

Si l'on adopte pour $|E_1|$ la valeur expérimentale de Amaldi-Fermi, l'équation (1) se trouve qualitativement vérifiée pour des neutrons de 2,4 MeV [5], et de 600 à 1200 KeV [6]. Pour des neutrons plus lents ($<$ 200 KeV), une vérification qualitative de (1) a été obtenue [7] avec une source de neutrons non homogènes (rayons γ du Ra + Be). La mesure avec des neutrons isocinétiques d'énergie bien connue et relativement petite ($\sim$ 200 KeV) présente par conséquent un grand intérêt ; cette mesure a été

---

(1) Séance du 21 mars 1938.
(2) H. A. Bethe, R. F. Bacher, *Rev. Mod. Phys.*, 8, 1936, p. 82.
(3) H. A. Bethe, *Phys. Rev.*, 53, 1938, p. 313.
(4) *Phys. Rev.*, 50, 1936, p. 899.
(5) E. T. Booth, C. Hurst, *Nature*, 138, 1936, p. 1011.
(6) M. A. Tuve, L. R. Hafstad, *Phys. Rev.*, 50, 1936, p. 490.
(7) A. Leipunsky, L. Rosenkewitsch, D. Timothuk, *Physik. Z. Sow.*, 10, 1936, p. 625.

faite par Goldhaber ([8]) avec des neutrons de 225 KeV produits par la désintégration photoélectrique du deuterium (irradiation par rayons γ de 2,6 MeV); Goldhaber a trouvé pour σ une valeur en désaccord complet avec la valeur théorique déduite de (1), qui, pour neutrons de 225 KeV, donne une valeur approximative

$$\sigma = 7{,}4 \cdot 10^{-24}\ \text{cm}^2 \qquad [\,|E_1| = 120\,000\ \text{eV}\,]. \tag{2}$$

Étant donné ce désaccord, il paraissait utile de reprendre ces mesures. La source des rayons γ de 2,62 MeV ($\sim$ 70 millicurie de Mh Th en équilibre avec Rd Th) était plongée dans un cylindre de laiton (diamètre 20^{mm}, hauteur 40^{mm}) contenant 20^{cm^3} de D^2O. Les neutrons étaient détectés par du Dy dans un bloc de paraffine, de forme tronconique (hauteur 120^{mm}). Le Dy (3^{g}) se trouvait à 15^{mm} de la face antérieure (diamètre 120^{mm}) du cône. La distance entre la source et la face antérieure du cône était de 305^{mm}; le diffuseur, également en paraffine (ép. 11^{mm}, diamètre 66^{mm}), était placé à 185^{mm} de la face antérieure du détecteur. Tout le bloc de paraffine était protégé par une épaisseur de 1^{mm} de Cd, pour réduire l'importance de la diffusion sur les supports, etc.

L'activité ($T = 2{,}5^h$) du Dy était mesurée par un compteur Geiger-Müller a paroi mince d'Al, rempli d'aldéhyde acétique ([9]) après une irradiation de 10 heures, sans et avec le diffuseur de paraffine. On trouve que la présence du diffuseur réduit l'intensité à $0{,}47 \pm 0{,}05$. Remarquons que les conditions géométriques sont loin d'être idéales (la source et le détecteur auraient dû se trouver à distance infinie par rapport à leurs dimensions); par conséquent il est nécessaire de tenir compte de neutrons qui, bien qu'ayant subi un choc dans le diffuseur, rencontrent quand même l'indicateur. La correction a été faite par la méthode employée par Amaldi et Fermi ([1]), dans un problème analogue; il faut cependant tenir compte du fait que l'énergie des neutrons dépasse de beaucoup celle de la liaison chimique du proton dans la paraffine; la diffusion a lieu par conséquent sur des protons libres et la distribution angulaire des neutrons ayant subi un choc n'est pas isotrope dans le système de référence lié au diffuseur.

Si l'on tient compte de cette correction on trouve que le libre parcours moyen des photoneutrons dans la paraffine est approximativement égal à

$$\lambda = 1^{\text{cm}},3.$$

([8]) *Nature*, **137**, 1936, p. 824.

([9]) B. Pontecorvo, *Rev. of Scient. Instruments* (sous presse).

Il faut aussi tenir compte de la diffusion sur les noyaux de carbone qui se trouvent dans la paraffine. Avec cette correction, évaluée par une mesure avec un diffuseur de graphite, la section efficace pour la diffusion des photoneutrons sur le proton devient ainsi

$$\sigma = 8{,}1 \cdot 10^{-24}\ \mathrm{cm}^2, \tag{3}$$

avec une précision que nous évaluons à 15 pour 100. La valeur (3) est en bon accord avec la valeur théorique (2), qui était déduite des dernières données sur la photodésintégration du deuterium [3], en adoptant $|E_1| = 120000$ eV. Notre mesure est trop imprécise pour qu'on puisse tirer une valeur plus exacte de $|E_1|$, de l'équation (1) et de la valeur expérimentale (3). Toutefois on obtient notamment par cette voie $|E_1| = 90000$ eV, ce qui indique peut-être que la valeur 120000 eV est trop élevée.

Notre résultat apporte une nouvelle confirmation de la validité de l'équation (1) et, par conséquent, de la justesse des idées actuellement admises sur l'interaction neutron-proton.

PHOTOÉLECTRICITÉ. — *Influence des vapeurs sur la courbe de sensibilité spectrale des compteurs photoélectriques.* Note de MM. **René Audubert** et **J. Mattler**, présentée par M. Jean Perrin.

L'un de nous [1] avait déterminé les sensibilités spectrales d'un certain nombre de photocompteurs différant soit par la nature du métal de la cathode, soit par l'altération de celle-ci.

Ces premiers résultats obtenus avec des cellules à atmosphère gazeuse (azote ou air) avaient conduit à conclure que la courbe de sensibilité spectrale est indépendante de la nature du gaz. Nous avons repris ces déterminations dans le but de vérifier si les vapeurs se comportent de manière analogue.

Le dispositif expérimental était constitué par un tube à hydrogène de Chalonge-Lambrey servant de source lumineuse à un monochromateur Jobin Yvon à prisme de quartz et à miroirs d'aluminure permettant de délimiter dans le spectre ultraviolet compris entre 4000 et 1900 Å des bandes spectrales qui, avec les cellules les plus sensibles, avaient environ 5 Å. Le compteur photoélectrique disposé devant la fente de sortie du monochromateur était réuni suivant le montage déjà décrit (R. Audubert,

---

(1) R. Audubert et C. Riethmuller, *Comptes rendus*, 200, 1935, p. 389.

Journal de Physique et du Radium, 7e série, 6, novembre 1935) à un amplificateur actionnant par l'intermédiaire d'un relais un compteur téléphonique grâce auquel est mesuré l'accroissement du nombre de décharges sous l'action du rayonnement. Les valeurs obtenues étaient rapportées à la courbe représentant la variation de l'énergie émise par le tube de Chalonge-Lambrey en fonction de la longueur d'onde (courbe de brillance énergétique spectrale) [2].

En raison du manque de reproductibilité rigoureuse des cellules, nous avons pour chacune des déterminations effectué un grand nombre de mesures permettant d'obtenir des moyennes ayant une réelle signification.

Les photocathodes suivantes ont été étudiées : Pt, Au, Ag, Cu, CuO, CdS, Al, CuI soit dans des atmosphères gazeuses, soit dans des vapeurs [3].

L'expérience montre, pour toutes ces substances sauf le CuI, que le spectre de sensibilité est le même aux erreurs d'expérience près, quelle que soit la nature de l'atmosphère de la cellule (azote, air, alcool éthylique). Par contre la présence de vapeurs d'alcool éthylique dans une cellule à CuI provoque un déplacement très net de la courbe de sensibilité spectrale, sensiblement indépendant de la concentration de l'alcool lorsque celle-ci varie de 20 pour 100 à 100 pour 100; dans les gaz le maximum de sensibilité spectrale des cellules à CuI se trouve situé aux environs de 2150 Å [4]. Dans la vapeur d'alcool la courbe se trouve déplacée d'au moins 200 Å : le maximum étant situé à 2350 Å.

Le comportement particulier de la photocathode à CuI vis-à-vis de l'alcool fait songer à une action de cette substance sur la couche même de l'électrode. L'iodure de cuivre est en effet un composé relativement facile à dissocier [5]. Il est donc logique de supposer qu'en présence d'un solvant

---

[2] Chalonge et Lambrey, *Revue d'Optique*, 9, 1929, p. 332.

[3] Incidemment nous avons mesuré la sensibilité spectrale de l'or, de l'argent et du platine qui n'avaient fait l'objet d'aucune étude antérieure et avec lesquels on peut réaliser des compteurs sensibles et fidèles. Les courbes de sensibilité spectrale de ces substances sont sensiblement les mêmes. Elles présentent un maximum qui est situé aux environs de 2200 Å pour le platine, de 2250 Å pour l'or et de 2150 Å pour l'argent.

[4] Dans les travaux antérieurs déjà cités nous avions indiqué que le CuI présentait une courbe de sensibilité ne comportant pas de maximum; ne disposant que d'un monochromateur allant jusqu'à 2150 Å, nous n'avions pu observer l'existence du maximum.

[5] Wartemberg et Bosse, *Z. f. Electr.*, 28, 1922, p, 384.

de l'iode tel que l'alcool, la partie superficielle de la cathode présente un léger excès de cuivre.

Dans le but de vérifier cette hypothèse nous avons introduit dans les cellules des solvants de l'iode (acétone, éther, chloroforme, sulfure de carbone). De toutes ces substances seul l'acétone nous a permis d'obtenir des compteurs stables, dont les résultats confirment ceux obtenus avec l'alcool : la présence d'acétone déplace le spectre de sensibilité du compteur à CuI dans le même sens et de la même quantité que l'alcool.

Par ailleurs, si le déplacement du spectre est dû à une modification de la couche superficielle par action de la vapeur sur l'iode provenant d'une légère dissociation du CuI, le déplacement du spectre ne doit pas être observé quand la cellule fonctionne dans une atmosphère d'iode. Effectivement une photocathode à CuI fonctionnant dans ces conditions présente une sensibilité spectrale dont le maximum est situé à 2100 Å, environ. Le léger écart observé par rapport au spectre normal (2150 Å) peut être dû à l'action toujours possible de l'iode sur le réseau superficiel du CuI.

En conséquence l'hypothèse envisagée pour rendre compte du déplacement du spectre peut être considérée comme satisfaisante. Indépendamment de l'intérêt que présentent de telles influences pour l'étude du mécanisme même de l'émission photoélectrique, elles offrent un moyen de déplacer vers les grandes longueurs d'onde la courbe de sensibilité spectrale des cellules à CuI, ce qui peut être précieux pour l'étude du rayonnement émis par certains phénomènes biologiques ou chimiques.

SPECTROSCOPIE. — *Application des spectres d'absorption infrarouges à la détermination de la position de la liaison éthylénique dans une chaîne carbonée aliphatique.* Note de MM. **Pierre Lambert** et **Jean Lecomte**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous avons indiqué [1] que les spectres d'absorption infrarouges permettaient de distinguer facilement entre eux des carbures éthyléniques isomères différant entre eux par la forme de la chaîne carbonée. Nous nous proposons de montrer que l'on peut obtenir des renseignements précis sur la position de la liaison éthylénique, en étudiant la région comprise entre 850 et 1000 cm^{-1} environ. Nous aurons ainsi à comparer entre eux

---

[1] *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 391.

des carbures isomères ne différant que par la place de la liaison éthylénique dans la chaîne carbonée.

S'il s'agit de *carbures ramifiés aliphatiques*, il existe *deux bandes très fortes qui se placent vers* 850 *et* 890 cm^{-1}. Elles varient peu avec l'allongement de la chaîne et ne se retrouvent pas quand on étudie les carbures saturés correspondants. Ces conclusions se vérifient sur les spectres de 8 carbures comprenant de 8 à 11 atomes de carbone [1].

S'il s'agit des *carbures aliphatiques non ramifiés, ces deux bandes se déplacent vers* 910-920 *et* 980-990 cm^{-1}, *si la liaison éthylénique se trouve en bout de chaîne et vers* 910-920 *et* 950-960 cm^{-1} *dans le cas contraire*. Avec la liaison éthylénique en 1.2, nous avons étudié 9 carbures à chaîne normale, allant de C^{6} à C^{16}, et, avec la liaison éthylénique en 2.3, l'hexène, l'heptène et l'octène. Comme précédemment, l'augmentation du nombre des atomes de carbone ne paraît pas avoir une influence notable.

Il semble bien que, lorsque la liaison éthylénique se trouve en 3-4 ou en 4-5, les bandes précédentes possèdent la même fréquence que pour la position 2-3. On distinguera alors les isomères entre eux en considérant la région de 720 à 780 cm^{-1}. Ainsi l'heptène 2-3 possède deux bandes à 725 (forte) et à 770 cm^{-1} (faible), alors que l'heptène 3-4 n'en donne pas. L'apparition, ou la position des bandes, dans cette zone spectrale, dépendent de la longueur des chaînes carbonées situées de part et d'autre de la liaison éthylénique et non pas, comme pour les carbures saturés aliphatiques, de la longueur totale de la chaîne.

Ces conclusions sur la position de la liaison éthylénique dans la chaîne carbonée semblent encore valables pour des composés autres que des carbures, ainsi qu'il résulte des déterminations antérieures de l'un de nous [2] sur une quarantaine de composés répondant aux formules générales suivantes : $R-CH=CH-CH^2-Br$, $R-CH=CH-CH^2-CN$, $R-CHOH-CH=CH^2$. Au moment de la publication de ces résultats, nous avions bien signalé que la présence de deux bandes très fortes entre 900 et 1000 cm^{-1} était attribuable à l'*existence d'une liaison éthylénique*, mais nous n'avions pas les termes de comparaison suffisants pour montrer que ces deux maxima étaient en relation avec *la position* de la liaison éthylénique.

Un résultat intéressant se présente avec le diphényl-éthylène-1-2. La

---

(2) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 1501; *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 4, 1937, p. 738, 749, 1009 et 1016.

présence de deux bandes très fortes vers 915 et 961 cm^{-1} indique, d'après ce qui précède, qu'il existe dans la molécule une liaison éthylénique, mais que celle-ci n'est pas placée en bout de chaîne. Donzelot ([3]) signale, au contraire, pour le diphényl-éthylène 1-1, isomère du précédent, deux bandes à 909 et 980 cm^{-1}. Tout se passerait donc, à ce point de vue, comme si les noyaux benzéniques remplaçaient un ou plusieurs groupements CH^2 ou CH^3.

Interprétation. — Il est bien établi que la fréquence, dite de la *double liaison* (C = C) se place vers 1600-1650 cm^{-1} dans les corps organiques possédant une *double liaison*. Les deux bandes que nous avons trouvées proviennent donc non pas de la vibration C = C, mais de *vibrations d'ensemble de la chaîne carbonée*. Nous nous expliquons bien, dès lors, que les ramifications de la chaîne exercent une influence notable sur la position de ces fréquences caractéristiques. Ce point de vue est confirmé par l'étude de composés cycliques possédant une *double liaison*, comme le cyclopentène, le méthyl-cyclopentène, le cyclohexène, les trois méthyl-cyclohexènes, dont nous avons mesuré les spectres d'absorption infrarouges. Pour tous ces composés, la région comprise entre 850 et 1000 cm^{-1} possède un aspect complètement différent de celui qu'elle présente pour les composés aliphatiques, parce que la nature cyclique du composé se traduit par des vibrations de nature complètement différente, alors que l'on retrouve, avec chacun d'eux, la bande C = C dans la même région que pour les carbures aliphatiques.

Nous pensons que la présence de *deux* maxima, liés à la présence de la liaison éthylénique, indique l'existence de deux formes moléculaires.

SPECTROSCOPIE. — *Répartition spectrale de la lumière blanche obtenue par excitation électrique du xénon.* Note de M. **François Gans**, présentée par M. Charles Fabry.

Il a été indiqué ([1]) un dispositif d'excitation des gaz rares par la décharge d'un condensateur à travers un tube en série avec un thyratron. Lorsque le gaz utilisé est le xénon, le gaz émet une lumière blanche dont

---

([3]) *Thèse*, Nancy, 1936.

([1]) M. Laporte, *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 1341.

le spectre est composé par un fond continu jusqu'à 2000 Å, sur lequel se détachent quelques raies.

Nous nous sommes proposé d'étudier la répartition spectrale de l'énergie lumineuse émise par de tels tubes. Nous avons utilisé les méthodes de la photométrie photographique. Les clichés ont été réalisés au moyen d'un spectrographe Hilger à optique de quartz et les spectres obtenus comparés à ceux d'une lampe à filament de tungstène étalonnée par le Laboratoire Central d'électricité. La température de couleur de la partie du filament utilisée était de 2360°K.

Deux tubes différents ont été étudiés :

1° Un tube à xénon de 50^{cm} de long, 1^{cm} de diamètre intérieur, à électrodes en aluminium recouvertes de potassium. La pression du gaz était de 8^{mm}.

2° Un tube en U de 50^{cm} de long, 1^{cm} de diamètre intérieur, à électrodes en aluminium recouvertes de potassium, contenant un mélange de xénon et de néon, respectivement aux pressions partielles de 6 et 0^{mm},5 de Hg.

On a pris quatre clichés de chacun des deux tubes, la puissance dépensée par centimètre de longueur de la colonne positive variant de 1,8 à 8 W. Dans ces conditions la tension de crête aux bornes du condensateur varie de 3000 à 7000 volts.

Les résultats obtenus ont été les suivants :

1° Dans le domaine étudié (0,4 à 0$^{\mu}$,57) la répartition de l'énergie du fond continu est à très peu près la même que celle du corps noir à 3800°. Ce résultat confirme et précise celui qui a été précédemment indiqué. On a déjà [2] constaté en effet la presque identité des courbes obtenues par l'enregistrement au microphotomètre des spectres de la lumière blanche du xénon et de la lumière émise par un arc au charbon dont la température est de l'ordre de 3700°.

2° La couleur de la lumière émise par le tube varie légèrement lorsqu'on fait varier la puissance dépensée par unité de longueur de la colonne positive. Quand cette puissance croît, la lumière devient plus bleue. On peut observer un effet analogue plus marqué dans un tube comprenant plusieurs segments de différents diamètres. La lumière vire vers le bleu quand le diamètre décroît.

3° Les raies qui subsistent et se détachent sur le fond continu du spectre de la lumière blanche sont les raies du spectre d'arc du xénon.

---

(2) M. Laporte, *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1240.

4° Le spectre de la lumière blanche émise par le tube xénon-néon ne présente que les raies du xénon. La disparition des raies du néon peut être attribuée à des chocs de seconde espèce.

4° Dans le domaine de puissances étudié, l'intensité relative des raies au fond continu croît lorsque la puissance dépensée dans la colonne positive croît.

SPECTROSCOPIE. — *Sur le spectre L du fer.*

Note de M. **Jules Farineau**, présentée par M. Charles Fabry.

J'ai photographié, à l'aide d'un spectrographe dans le vide à cristal courbé, les raies $L\alpha$ et $L\beta$ du fer; de même que pour le nickel et le cobalt [1], ces raies sont larges. La raie $L\alpha$ est comprise entre 17,51 et 27.64 Å. Ces limites sont assez difficiles à fixer exactement car la courbe donnant l'intensité en fonction de la longueur d'onde se termine tangentiellement à l'axe des λ, à chaque extrémité. Cette courbe a une allure semblable à celle observée pour le cobalt [1] : l'intensité croît régulièrement à partir du bord de grande longueur d'onde, pour venir passer par un maximum situé à 17,530 Å, puis décroît assez rapidement sans toutefois présenter un bord net. La raie $L\beta$, dont le maximum est situé à 17,18 Å, présente la même allure. Les satellites α' et α'' qu'on trouve encore pour le nickel et même le cobalt semblent avoir disparu. Ces deux raies ont toutes deux une *largeur de* 5,5 *e*V.

Mott [2] a démontré que, dans le cas du nickel, les électrons N_I occupaient un domaine d'énergie confondu avec celui des électrons $M_{IV,V}$. En remarquant que la répartition des électrons N_I est très voisine de celle d'électrons libres, on peut déduire le nombre n d'électrons, se trouvant en moyenne par atome dans la couche N_I, de la mesure de la largeur E_m de la bande d'émission, car

$$E_m \frac{h^2}{2m}\left(\frac{3n\rho}{8\pi}\right)^{\frac{2}{3}}$$ où ρ est le nombre d'atomes par centimètre cube.

Pour le nickel et le cobalt, j'ai montré [1] qu'on obtenait bien ainsi le même nombre que celui trouvé par l'étude du ferromagnétisme.

---

(1) Farineau, *Thèse*, Paris, 1938, dans *Annales de Physique* (sous presse).

(2) Voir Mott et Jones, *Theory of Properties of Metals*, Oxford, 1936.

Pour le fer la concordance est beaucoup moins bonne, puisque l'application de la formule précédente donnerait 0,6 électron N_I par atome, alors que l'étude du ferromagnétisme en donne 0,22. Ceci peut tenir à deux causes :

1° Les bandes $M_{IV,V}$ et N_I peuvent ne pas chevaucher dans le fer au même point que dans le nickel et le cobalt.

2° Les raies doivent être élargies par *l'effet Auger* qui limite la durée de vie des atomes ionisés ([3]). En effet, les raies L_α et L_β étant dues à des couches $M_{IV,V}$ et N_I incomplètes, elles devraient avoir un *bord net* du côté des courtes longueurs d'onde. Au lieu de ce bord net, la courbe décroît pendant 1,5 eV environ.

L'aspect de la courbe peut aussi être profondément modifié par cet élargissement au bord de grande longueur d'onde.

Supposons que chaque transition, au lieu de donner une raie monochromatique de fréquence ν_0, donne une raie large symétrique dans laquelle l'intensité est répartie en fonction de la fréquence, suivant la formule donnée par Wigner et Weisskopf ([4]),

$$i_\nu \, d\nu \text{ prop. à } \frac{d\nu}{(\nu - \nu_0)^2 + b^2}.$$

On sait ([1]) que l'intensité, au début d'une raie d'émission L_{II}, due à des électrons presque libres, est proportionnelle à $\sqrt{\nu - \nu_1}$, ν_1 étant la fréquence du début de la bande. Si l'on tient compte de l'élargissement dû à l'effet Auger, l'intensité devient

$$I_\nu \, d\nu \text{ prop. à } d\nu \int_{\nu_1}^{\nu_m} i_\nu (\nu_0 - \nu_1)^{\frac{1}{2}} \, d\nu_0.$$

Cette intégrale se calcule facilement et l'on trouve que la courbe, au lieu de venir se terminer au point ν_1, avec une tangente perpendiculaire à l'axe des ν, devient asymptote à l'axe des ν, l'intensité étant encore notable avant ν_1, sur une largeur de l'ordre de b. On peut donc s'attendre aussi à un élargissement total de la raie du fer, dû à l'effet Auger, de l'ordre de 2 à 3 eV, c'est-à-dire d'environ 50 pour 100, ce qui vient diminuer considérablement la précision de la mesure spectroscopique de la largeur des niveaux.

([3]) Pincherle, *Nuovo Cimento*, 12, 1935, p. 81 et 162; Richtmeyer et Ramberg, *Physical Review*, 51, 1937, p. 913.

([4]) *Zeitschrift für Physik*, 63, 1930, p. 54.

RADIOACTIVITÉ. — *Spectrographie par diffraction des rayons γ de l'Ac et de ses dérivés.* Note de M. **Marcel Frilley**, présentée par M. Jean Perrin.

Le rayonnement γ des éléments radioactifs de la famille de l'Ac (Ac → AcC″) a été analysé au moyen d'un spectrographe à cristal tournant, utilisé antérieurement pour l'étude du Ra et de ses dérivés (Ra → RaC, Rn → RaC) ([1]). De nombreuses raies ont été enregistrées entre 30 et 750 UX, avec une dispersion maximum d'environ 3 UX par millimètre dans le premier ordre.

La source de rayonnement était constituée par deux ampoules de $1^{mm},5$ de diamètre et 26^{mm} de longueur qui renfermaient une préparation d'oxyde de La contenant $0^{mg},56$ d'Ac. Cette quantité correspond à environ $3,3.10^9$ atomes d'Ac transformés par seconde, soit 90 millicuries. Le rayonnement γ de l'Ac et de ses dérivés contient une proportion d'énergie dans les hautes fréquences plus faible que celui de la famille du Ra. D'une part, en effet, après filtration par 1^{cm} de Pb, le rayonnement γ des deux ampoules est équivalent à celui de $3^{mg},17$ de Ra mesuré dans les mêmes conditions. D'autre part, l'énergie totale du rayonnement γ de Ac → AcC″ est du même ordre, pour un nombre égal d'atomes transformés, que celle de Ra → RaC ([2]). Il en résulte que, pour les fréquences peu élevées étudiées ici, les spectres d'Ac sont plus intenses que ceux que l'on obtient avec 90 millicuries de Ra ou de Rn.

I. *Raies de fluorescence.* — Comme dans les familles du Ra et du Th, des raies K de fluorescence sont visibles avec une grande intensité, le spectre d'un des éléments étant nettement prépondérant. C'est celui de l'An qui domine, tandis que pour les deux autres familles, c'est celui de l'élément 83 (RaB, ThB) ([3]). Les résultats obtenus sont en excellent accord avec les déterminations récentes d'Ingelstam, relatives aux spectres K des éléments lourds ([4]), comme l'indique le tableau ci-après. La position des discontinuités d'absorption K du Pb et de l'Au a également

([1]) *Comptes rendus*, 186, 1928, p. 137, 425, 1614; *Ann. de Phys.*, 11, 1929, p. 483.

([2]) Sanielevici, *Thèse*, Paris, 1936; Zlotowsky, *J. de Phys.*, 1935, p. 242.

([3]) Valadarès, *Thèse*, Paris, 1933.

([4]) Ingelstam, *Nova Acta Reg. Soc. Sc. Upsala.*, 10, n° 5, 1937, p. 1.

été vérifiée. L'appréciation des intensités confirme l'interprétation adoptée. L'Ac utilisé ayant comme support une préparation d'oxyde de La, on trouve dans son rayonnement le spectre K de cet élément.

Spectre γ Ac et dérivés.			Spectres K — λ en U. X.					
Intensité.	Origine.	λ(U.X.).	88.	86.	84.	83.	82.	81.
moyenne	AcX	126,5		K_{β_2}–126,5				
assez forte	AcX	130,8		$K_{\beta_{1,3}}$–130,8				
moyenne	Rd Ac	139,5	K_{α_1}–140,0					
faible	Rd Ac	144,8	K_{α_2}–144,9					
très forte	AcX	147,6		K_{α_1}–147,7				
forte	AcX	152,5		K_{α_2}–152,5				
moyenne	An	156,0			K_{α_1}–155,2			
moyenne	An — AcB	160,6			K_{α_2}–160,9	K_{α_1}–160,6		
faible	AcB — AcA	165,2				K_{α_2}–165,4	K_{α_1}–165,0	
moyenne	AcA — AcC	170,0					K_{α_2}–169,9	K_{α_1}–169
faible	AcC	175,0						K_{α_2}–174
			57.					
moyenne	La	320	K_{β_2}–319,6					
assez forte	La	328	$K_{\beta_{1,3}}$–327,6					
très forte	La	370	K_{α_1}–370,0					
forte	La	375	K_{α_2}–374,5					

Des mesures d'Ingelstam et des valeurs interpolées qui se trouvent vérifiées par le spectre γ, il résulte que les énergies des niveaux électroniques des éléments 81 à 90, antérieurement utilisées pour l'interprétation des spectres β, doivent être légèrement augmentées (0,5 ekV environ pour les niveaux K).

II. *Raies nucléaires.* — L'interprétation des spectres corpusculaires a attribué aux dérivés de l'Ac plus de 50 raies γ (5). La comparaison de ces résultats avec les mesures de diffraction est souvent incertaine, en raison de la multiplicité des raies. Elle ne pourra être précisée qu'en étudiant par diffraction des radioéléments isolés, pour éviter la superposition ou la confusion de rayonnements appartenant à des éléments différents.

La diffraction donne des résultats qui s'accordent avec ceux des spectres β pour les λ comprises entre 30 et 125 U.X. Elle indique en outre une raie γ de 51,5 U.X. (240 ekV) qui n'apparaît pas dans les spectres β, mais qui peut correspondre à un doublet attribué au RdAc par la structure fine des rayons α (intervalle $\alpha_0 - \alpha_6$, ou $A - C_a$, $A - C_{a_1}$) (6).

(5) Surugue, *Ann. de Phys.*, **8**, 1937, p. 484.

(6) Mme P. Curie et Rosenblum, *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 1598; Rosenblum, Guillot et Mlle Perey, *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 175.

Les rayonnements γ indiqués par les spectres β entre 125 et 175 U.X. doivent coïncider avec des raies K. La diffraction n'a révélé aucune raie qui ne soit normalement attribuable à la fluorescence.

Pour les λ supérieures à 175 U.X., les résultats sont peu concordants. La diffraction indique, en particulier, une raie γ très intense de 247,5 U.X. (50 eV) qui n'est pas donnée par les spectres β, mais qui trouve une interprétation dans la structure fine des rayons α du RdAc (intervalle D — E ou E — E_a) [6]. Les écarts observés étant très supérieurs aux erreurs d'expérience, il serait nécessaire d'étudier les spectres d'électrons secondaires, comparés aux spectres β naturels. Cette étude permettrait de voir si ces divergences peuvent être attribuées à des écarts entre les coefficients de conversion interne assez importants pour que certains rayonnements γ ne puissent être enregistrés à la fois par conversion en rayons β et par diffraction.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur les périodes de désintégration des radioargents.* Note [1] de M. **André Moussa** et Mlle **Hélène Laurent**, présentée par M. Maurice de Broglie.

L'activation de l'argent par les neutrons lents, réalisée pour la première fois par Fermi et ses collaborateurs, conduit à deux radioéléments artificiels, émetteurs d'électrons, et dont les périodes de décroissance admises jusqu'ici sont de 22 secondes pour le noyau $^{110}_{47}Ag$ et 2,3 minutes pour le noyau $^{108}_{47}Ag$ [2]. Au cours de recherches sur les neutrons lents, en utilisant l'argent comme détecteur, nous avons remarqué que la valeur trouvée expérimentalement pour la seconde période semblait plus élevée que la valeur admise jusqu'ici, rappelée plus haut. Nous avons été amenés, en vue de préciser cette valeur, à en reprendre la détermination par un dispositif expérimental plus précis.

Dans une première série d'expériences, la lame d'argent, irradiée pendant 20 minutes par la source de neutrons (radon + béryllium, 250 à 350 millicuries) au travers d'une épaisseur de paraffine de 10^{cm}, était transportée rapidement devant un compteur de Geiger-Müller à parois d'aluminium de $0^{mm},3$ d'épaisseur. La grande résistance insérée ordinairement

(1) Séance du 21 mars 1938.

(2) Amaldi, *Phys. Zeits.*, 38, 1937, p. 692.

dans le circuit du compteur était remplacée par une cellule photoélectrique à vide, éclairée par une lampe à incandescence alimentée par une batterie d'accumulateurs : ce dispositif permet de faire varier à volonté la valeur de la résistance, et la rend parfaitement stable. Les décharges amplifiées par un montage à 3 lampes étaient transmises à un totalisateur mécanique. Le temps de résolution relativement élevé de celui-ci entraînait des corrections qui devenaient rapidement importantes, ce qui augmentait les fluctuations statistiques d'une manière prohibitive (avec un temps de résolution de 0,03 seconde, une cadence observée de 10 impulsions par seconde correspond à une cadence réelle de 16,5). La durée du comptage (10 minutes) était partagée en intervalles de temps égaux, 5 secondes pendant les deux premières minutes où l'action du noyau ^{110}Ag se fait sentir, 20 secondes pendant les 8 minutes suivantes où le noyau ^{108}Ag subsiste pratiquement seul. Les nombres de désintégrations pendant ces intervalles (corrigés du temps de résolution et du mouvement propre) étaient additionnés et portés sur un graphique semi-logarithmique. La valeur de la période était ensuite déterminée par la méthode des moindres carrés. Cette série d'expériences indiquait pour le noyau ^{108}Ag une période de 158 ± 10 sec, la précision assez faible étant due à l'imperfection du mode de comptage.

Une deuxième série d'expériences fut alors entreprise en enregistrant les décharges individuelles au moyen d'un oscillographe inséré dans le circuit de plaque de la deuxième lampe de l'amplificateur, sur un film cinématographique déroulé à vitesse constante dans un appareil à entraînement par friction, établi par M. J. Thibaud et mis par lui à notre disposition. Avec ce dispositif les corrections dues au temps de résolution restent absolument négligeables jusqu'à des cadences de 30 par seconde.

Le dispositif d'activation était le même, mais les durées d'activation employées ont été de 10 et 20 minutes et même 4 heures pour étudier l'influence que pourrait avoir la période de 24,5 minutes due au noyau ^{106}Ag. Cette période, excitée seulement par les neutrons rapides, pourrait en effet se manifester en très faible proportion malgré l'épaisseur de paraffine employée.

Cette période n'a d'ailleurs pu être mise en évidence, à la précision près des expériences, même avec une épaisseur de paraffine beaucoup plus faible ($3^{cm},5$).

Le nombre de désintégrations comptées, pendant un intervalle de temps de 15 minutes après la fin de l'activation, était en moyenne

de 3560, dont 880 dues à ^{110}Ag et 2680 dues à ^{108}Ag. Le mouvement propre du compteur ne dépassait pas 12 décharges par minute et, à la fin de l'enregistrement, l'effet dû à l'argent seul était lui-même encore de l'ordre du mouvement propre.

La valeur obtenue pour la période de ^{108}Ag est alors $T = 150 \pm 2$ sec, nombre obtenu à partir des résultats très concordants de 28 enregistrements. (On en déduit, en soustrayant le nombre correspondant à ^{108}Ag du nombre total de désintégrations pour chaque intervalle de temps, la valeur de la période de ^{110}Ag. On obtient ainsi la valeur $T = 24 \pm 2$ sec, la précision étant plus faible à cause de l'exagération des fluctuations due à la soustraction.)

Signalons que la valeur obtenue ici pour la période de ^{108}Ag se rapproche de celles trouvées par Livingston ([3]) qui, dans un travail préliminaire, indique 154 ± 10 sec, et par Müller ([4]) qui donne la valeur 144 ± 6 sec.

Enfin remarquons que les nombres donnés (880 contre 2680) pour les proportions relatives des deux radioéléments montrent que dans les expériences d'absorption des neutrons il est nécessaire de tenir compte de l'existence de ^{108}Ag qui donne un nombre de désintégrations non négligeable par rapport à celui fourni par ^{110}Ag, même pour des durées d'activation de l'ordre de la minute, et un comptage limité à la première minute après la fin de l'activation.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Transposition semihydrobenzoïnique par déshydratation du phénylméthylvinylglycol et par isomérisation de l'époxyde correspondant.* Note de M. **Yves Deux**, présentée par M. Auguste Béhal.

On sait que l'on peut, par déshydratation du phénylvinylglycol et par isomérisation de l'époxyde correspondant, réaliser une transposition hydrobenzoïnique avec migration probable du vinyle et formation intermédiaire de phénylvinylacétaldéhyde qui s'isomérise secondairement en aldéhyde phénylcrotonique par déplacement de la double liaison ([1]),

$$\text{Ph-CHOH-CHOH-CH=CH}^2 \xrightarrow{-\text{H}^2\text{O}} \text{Ph(CH}^2\text{=CH)CH-CHO} \leftarrow \text{Ph-}\underbrace{\text{CH-O-CH}}\text{-CH=CH}^2.$$

([3]) *Phys. Rev.*, 46, 1934, p. 335.
([4]) *Naturwiss.*, 25, 1937, p. 251.

([1]) Abragam et Deux, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 1905.

Il était intéressant d'effectuer les mêmes réactions, après substitution d'un méthyle sur le CHOH voisin du vinyle, de façon à pouvoir, d'une part, empêcher le déplacement de la double liaison et, d'autre part, déterminer d'après la nature de l'hydroxyle éliminé, les rapports des capacités affinitaires du phényle et celles du méthyle et du vinyle associées.

Étant donné ce que l'on sait de la déshydratation du phényldiméthylglycol Ph—CHOH—C(OH)$(CH^3)^2$ et de l'isomérisation de l'époxyde correspondant où les deux méthyles l'emportent sur le phényle, il était à prévoir que le méthyle, associé au vinyle dont la capacité affinitaire est plus forte, l'emporterait également sur le phényle, d'où élimination de l'hydroxyle tertiaire et rupture de l'oxygène époxydique du côté de sa liaison avec le carbone tertiaire. C'est précisément ce que j'ai constaté dans les deux réactions étudiées ci-après. D'autre part, comme la déshydratation du phénylméthylglycol et l'isomérisation de l'époxyde correspondant conduisent à un mélange d'aldéhyde $C^6H^5(CH^3)(C^2H^5)C—CHO$ (transposition semihydrobenzoïnique) et de cétone $C^6H^5—CH—(C^2H^5)CO—CH^3$ (transposition semipinacolique), on peut conclure que la capacité affinitaire du vinyle comme celle du méthyle l'emporte sur celle de l'éthyle.

```
                CH = CH²                   CH=CH²                        CH = CH²
                |                          |                             |
Ph—CHOH—C(OH)CH³   →   CHO—C(Ph)CH³   ←   Ph—CH—O—C—CH³.
                                                 |_______|
```

1° *Isomérisation du phényl-1 méthyl-2 époxy-1.2 butène.* — Le phénylméthylbutadiène qui m'a servi de point de départ (Eb_{16} 103-105°) a été préparé en déshydratant l'alcool obtenu en faisant agir $IMgCH^3$ sur $C^6H^5—CH=C(CH^3)CHO$. On l'agite avec une solution aqueuse acétique de chlorurée à 8 pour 100. On extrait à l'éther et la solution éthérée de la chlorhydrine desséchée est agitée avec KOH en poudre. L'époxyde bout à 80-83° sous 6^{mm} n_D^{15} 1,574. On l'isomérise soit vers 250-280° sous 6^{mm} sur la terre d'infusoires, soit par l'éthérate de Br^2Mg, on obtient l'aldéhyde $CHO—C(CH^3)(C^6H^5)CH=CH^2$. Eb_{16} 105° n_D^{19} 1,577. Oxime F. 100-101°. Pour caractériser cet aldéhyde, on l'hydrogène en alcool $CH^2OH—C(CH^3)(C^6H^5)(C^2H^5)$ (Paranitrobenzoate F. 64°); on déshydrogène par catalyse sur Cu avec formation de $CHO—C(CH^3)(C^6H^5)(C^2H^5)$ dont on identifie la semicarbazone (F. 158°) avec celle déjà connue (4).

2° *Déshydratation du phényl-1 méthyl-2 butène-3 diol-1.2.* — Ce glycol a été obtenu en agitant l'époxyde ci-dessus avec cinq fois son poids de ClH à 0,05 N. Peu à peu le produit devient de plus en plus épais; on épuise à l'éther et évapore le solvant. Le résidu qui constitue le glycol cherché (diparanitrobenzoate F. 97-98°) se déshydrate par distillation dans le vide en donnant le même aldéhyde que ci-dessus (oxime F. 100-101°).

---

(2) Tiffeneau et Dorlencourt, *Ann. Chim. Phys.*, **16**, 8e série, 1909, p. 237.

(3) Tiffeneau et Orékhoff, *Comptes rendus*, **172**, 1921, p. 388; Tiffeneau et J. Lévy, *Bull. Soc. Chim.*, **39**, 1926, p. 774.

(4) J. Lévy et Tabart, *Bull. Soc. Chim.*, **49**, 1931, p. 1785.

Conclusions. — 1° La déshydratation du phénylméthylvinylglycol et l'isomérisation de l'époxyde correspondant s'effectuent avec transposition semihydrobenzoïnique et migration du phényle d'où formation de $C^6H^5(CH^3)C(CHO)CH=CH^2$; 2° les capacités affinitaires associées du méthyle et du vinyle l'emportent sur celle du phényle (5) et imposent d'une part l'élimination de l'hydroxyle secondaire, d'autre part la rupture de l'oxygène époxydique du côté de sa liaison tertiaire; 3° la capacité affinitaire du vinyle, comme celle du méthyle, est supérieure à celle de l'éthyle.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les réactions secondaires observées au cours de la condensation organomagnésienne des cétones, en série aliphatique.* Note de M. **Marcel Tuot**, présentée par M. Marcel Delépine.

La présente Note a pour objet l'étude de certaines réactions secondaires observées au cours de la condensation organomagnésienne de quelques cétones aliphatiques (acétone, méthyléthylcétone, méthylisopropylcétone, méthylisobutylcétone, dipropylcétone, diisopropylcétone) avec les bromures d'alcoylmagnésium suivants : éthyle, propyle, isopropyle, butyle, isobutyle, isoamyle (1).

On sait que, parfois, des réactions secondaires accompagnent la réaction normale au cours de telles condensations. Ces réactions, susceptibles de diminuer considérablement le rendement en alcool tertiaire, peuvent, dans certains cas, se substituer à la réaction normale. Parmi ces réactions, les unes dépendent uniquement des conditions expérimentales, les autres des corps mis en présence. Les premières, souvent évitées par l'amélioration des conditions de travail (connaissance approximative de la concentration en réactif de Grignard, dilution suffisante du milieu réactionnel, chauffage modéré en fin de réaction, hydrolyse effectuée au moyen de la glace, séparation de la majeure partie de la solution éthérée avant dissolution de la magnésie, distillation de l'éther sous pression légèrement réduite, etc.) ne seront pas étudiées ici.

---

(5) Il ne doit pas en être de même dans le cas de l'anisyle, aussi serait-il intéressant d'opposer ce radical aux radicaux méthyle et vinyle.

(1) Seules les cétones à radicaux polycarbonés ont été condensées avec tous les bromures énumérés.

Nous avons observé deux réactions secondaires importantes :

1° L'énolisation de la cétone ayant pour effet de diminuer la condensation organomagnésienne : *a*. par fixation de la cétone à l'état d'énolate magnésien, impropre à une condensation ultérieure; cette réaction s'effectue avec dégagement d'hydrocarbure saturé conformément à l'équation

$$\underset{\displaystyle \mathrm{OH}}{\mathrm{R{-}\underset{|}{C}{=}CH^2}} + \mathrm{R'MgX} \rightarrow \underset{\displaystyle \mathrm{OMgX}}{\mathrm{R{-}\underset{|}{C}{=}CH^2}} + \mathrm{R'H}\nearrow$$

b. par condensation de la forme énolique conduisant à un cétol. Le bromure d'alcoylmagnésium réagit alors sur la fonction alcool du cétol, tandis qu'il énolise la fonction cétone, laquelle passe à son tour à l'état de dérivé magnésien. L'ensemble des réactions s'exprime par l'équation globale

$$2\,\mathrm{R{-}\underset{|\atop OH}{C}{=}CH^2} + 2\,\mathrm{R'MgX} \rightarrow \mathrm{R{-}\underset{|\atop CH^3}{C}(OMgX){-}CH{=}\underset{|\atop OMgX}{C}{-}R} + 2\,\mathrm{R'H}\nearrow$$

c. par abaissement de la concentration en réactif de Grignard.

2° Le phénomène dit de réduction conduisant au dérivé organomagnésien de l'alcool secondaire correspondant à la cétone mise en œuvre, avec dégagement d'hydrocarbure éthylénique.

La première réaction secondaire a lieu avec les méthylcétones, mais elle ne prend un caractère important qu'avec les bromures possédant un carbone tertiaire en position o, α ou β. L'influence très nette des positions o et α n'est pas comparable à celle de la position β, pour laquelle le rendement en alcool tertiaire est encore satisfaisant.

Ces résultats confirment, en partie, les observations faites par Grignard et ses collaborateurs, sur l'énolisation et la condensation des cétones.

La deuxième réaction secondaire, observée, tout d'abord, avec la dipropylcétone, a lieu avec les bromures d'alcoylmagnésium présentant les caractères précédemment cités. La quantité de produit secondaire formé varie également avec l'emplacement du carbone tertiaire.

On pourrait expliquer cette réaction par la grande mobilité de l'atome d'hydrogène disponible sur le carbone tertiaire, que nous étudions actuellement dans l'hydrolyse de dérivés bromés aliphatiques, et dans l'hydrogénation catalytique des hydrocarbures éthyléniques. D'après cette hypothèse, les cétones possédant un carbone tertiaire en position α ou β, devraient agir de même vis-à-vis des bromures non ramifiés, avec dégage-

ment d'hydrocarbure éthylénique, suivant l'équation

$$\underset{\displaystyle CH^3}{R-\overset{}{CH}}-CO-R'+R''MgX \rightarrow \underset{\displaystyle OMgX}{R'-CH}-R''+R-CH=CH^2.$$

Nos recherches nous ont amené à une conclusion totalement différente. Les condensations poursuivies avec la di-isopropylcétone ont toujours conduit à la formation de di-isopropylcarbinol avec dégagement du carbure éthylénique correspondant au bromure d'alcoylmagnésium, mis en réaction.

Le phénomène de réduction ne peut alors s'expliquer que par un empêchement stérique.

Lorsqu'il existe simultanément un carbone tertiaire sur les deux corps antagonistes (condensations des bromures d'isopropyle, d'isobutyle et d'isoamyle, avec la di-isopropylcétone), les effets s'ajoutent par accroissement de l'empêchement stérique, et suivant les positions respectives, il peut être impossible de séparer la moindre trace d'alcool tertiaire.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur un nouvel isomère de structure de l'acide campholique : l'acide β-campholique.* Note de M. **François Salmon-Legagneur**, présentée par M. Marcel Delépine.

Ayant eu l'occasion de mettre au point la préparation de l'acide β-aldéhyde camphorique (I), issu du camphre droit, et de ses éthers ([1]), j'ai pensé qu'il était intéressant de tenter la réduction complète dans cet acide de la fonction aldéhyde, de façon à aboutir au tétraméthyl-1-1-2-2 carboxy-3 cyclopentane (II), dont la synthèse n'avait pas encore été réalisée :

```
CH²———CH———CO²H (α)        CH²———CH———CO²H
|      |                   |      |
|  CH³—C—CH³               |  CH³—C—CH³
|      |                   |      |
CH²————C————CHO (β)        CH²————C————CH³
       |                          |
       CH³                        CH³
      (I).                       (II).

          CH²————CH————CH³
          |      |
          |  CH³ C—CH³
          |      |
          CH²————C————CO²H
                 |
                 CH³
               (III).
```

([1]) F. Salmon-Legagneur, *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, **51**, 1932, p. 814.

Ce composé, qui est un isomère de structure de l'acide campholique ordinaire (III) et qui se différencie de ce dernier par la place respective dans le noyau cyclopentane du groupe acide et d'un groupe méthyle, a été dénommé par avance ([2]) acide β-campholique (ou épicampholique) ([3]). Quelques auteurs ([4]) se sont demandé, d'autre part, si l'acide isocampholique, de structure non encore déterminée, ne correspondait pas précisément à la constitution (II).

La réduction de l'acide β-aldéhydecamphorique (I) ou de ses éthers par la méthode de Clemmensen ne m'a donné que des résultats décevants; l'application de la méthode de Wolff ([5]) (action de l'éthylate de sodium sur les hydrazones ou les semi-carbazones) n'a pas été plus encourageante. Me référant à un travail de Kijner ([6]) qui utilise la potasse sèche pour le passage des hydrazones aux carbures, j'ai essayé l'action de la potasse fondue à température d'au moins 200° à 300°, non sur l'hydrazone de l'acide-aldéhyde, mais sur la semi-carbazone de son éther éthylique; la réaction s'effectue avec d'excellents rendements d'après :

$$C^8H^{14}\begin{cases} CO^2C^2H^5 \\ CH{=}N{-}NH{-}CONH^2 \end{cases} + 3KOH \rightarrow C^8H^{14}\begin{cases} CO^2K \\ CH^3 \end{cases} + \begin{cases} N^2 + C^2H^5OH \\ \quad + CO^3K^2 + NH^3 \end{cases};$$

il y a en même temps saponification et dégagement d'azote. Le sel de potassium ainsi formé est repris par l'eau et la solution est acidifiée; l'acide correspondant mis en liberté ne peut répondre, d'après son mode de formation, qu'à la constitution (II) (à moins d'admettre une transposition moléculaire bien peu probable dans le cas présent).

L'acide β-campholique, ainsi isolé, se présente sous forme de feuillets blancs nacrés (par recristallisation dans l'alcool méthylique à 50 pour 100) et fond à 65°-66°,5. Contrairement à l'acide campholique ordinaire, puisque sa fonction acide n'est pas liée à un carbone quaternaire, il s'éthérifie aisément par voie directe comme l'acide isocampholique d'ailleurs; inversement, ses éthers (β-campholate de méthyle, Eb_{15mm} : 96-97°;

([2]) Cornubert, *Le Camphre*, Paris, 1933, p. 337.

([3]) En effet on peut considérer cet acide comme correspondant au β-camphre ou épicamphre de la même façon que l'acide campholique ordinaire (ou α) correspond au camphre habituel (α-camphre).

([4]) Blanc, *Bull. Soc. Chim.*, 3e série, **19**, 1898, p. 350; Lipp, *Ber. d. Chem. Ges.*, **55**, 1922, p. 1883.

([5]) *Ann.*, **394**, 1912, p. 86.

([6]) *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, **12**, 1912, p. 229.

β-campholate d'éthyle, $Eb_{20\,mm}$: 115-116°) se saponifient facilement (7). A l'aide de $SOCl^2$ et de NH^3, j'ai, d'autre part, isolé son amide (IV), F. 124-125°, puis son nitrile (V) (déshydratation de l'amide par $SOCl^2$), F. 119-120°,

$$\text{(IV)}\quad C^8H^{14}\begin{cases}CONH^2\\CH^3\end{cases};\qquad\text{(V)}\quad C^8H^{14}\begin{cases}CN\\CH^3\end{cases}$$

corps volatil à odeur camphrée prononcée. La préparation de quelques sels a été également réalisée.

Ce nouvel acide, si l'on se reporte à la constitution admise (II), ne possède plus qu'un seul atome de carbone asymétrique sur les deux existant initialement dans l'éther aldéhyde de départ; la mesure de son pouvoir rotatoire devait donc donner une indication intéressante, par comparaison en particulier avec ceux des acides camphoriques et campholique. C'est sans grande surprise que j'ai constaté que l'acide brut obtenu, quoique issu en définitive du camphre droit, était sensiblement inactif sous la lumière polarisée, avec cependant une très légère rotation à droite. Après plusieurs recristallisations, la rotation disparaît et une solution alcoolique à environ 20 pour 100 de l'acide purifié n'a donné au polarimètre aucune déviation appréciable; il en est de même de ses dérivés, notamment de son amide. Il est donc très vraisemblable que l'action de la potasse à haute température a provoqué la racémisation presque complète du seul carbone asymétrique restant.

De toutes façons, la préparation de l'acide β-campholique réalisée dans ce travail élimine pour l'acide isocampholique (8) la constitution (II); ce dernier produit doit, sans doute, répondre à la structure, soit d'un isomère stérique de l'acide campholique ordinaire (9), soit plutôt du triméthyl-1.2.2-éthyloïque-3-cyclopentane (10).

---

(7) Il y a lieu d'observer néanmoins que l'acide β-campholique, comme ses isomères (acides campholique ordinaire et isocampholique) et d'autres monoacides de la série du camphre précipite, tout au moins partiellement, de ses solutions salines neutres sous l'action de l'anhydride carbonique.

(8) L'acide isocampholique inactif, en effet, est liquide et son amide fond à 109°.

(9) Lipp et Reinarts, *Helv. Chim. Acta*, 10, 1927, p. 611.

(10) v. Braun et Reymons, *Ber. d. chem. Ges.*, 61, 1928, p. 1089 et 2276.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la formule double des composés organomagnésiens.* Note de MM. **Jean Décombe** et **Clément Duval**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'un de nous [1] a indiqué un certain nombre d'expériences difficilement interprétables avec la formule simple des combinaisons organomagnésiennes et justifié la validité de la formule (I). Dès lors les composés de Grignard devraient se plier aux disciplines de la chimie des complexes. En particulier, le zinc, étant moins électropositif que le magnésium, doit pouvoir remplacer celui-ci dans l'anion, conformément à la théorie d'Abegg et Bodlander [2], largement développée par M. G. Urbain [3], en donnant naissance à un complexe de formule (II) ayant, *a priori*, toutes les propriétés d'un dérivé organométallique du zinc :

(I) $[MgR^2X^2\{(C^2H^5)^2O\}^2]Mg$,

(II) $[ZnR^2X^2\{(C^2H^5)^2O\}^2]Mg$.

Il est à remarquer que les composés organozinciques mixtes de la série aromatique, préparés par double décomposition entre le chlorure de zinc et un halogénure d'arylmagnésium, selon l'élégante technique de M. E. Blaise [4], pourraient sans doute servir de base à cette étude; mais il nous a paru intéressant d'essayer de préparer directement le composé (II) en attaquant par l'iodure de méthyle, au sein de l'éther, un alliage, atome à atome, de zinc et de magnésium. En fait, nous allons voir que cette opération est malaisée dans l'éther, tandis qu'elle se fait bien dans l'acétate d'éthyle, de sorte que nous avons préparé la combinaison (III), tout à fait analogue à celle de la formule (II) :

(III) $[ZnR^2X^2(CH^3CO^2C^2H^5)^2]Mg$.

L'alliage en question s'obtient aisément par la technique de Delavault [5] en fondant, au four électrique, un mélange convenable de zinc et de magnésium, en présence de borofluorure d'ammonium. Celui que nous avons

---

(1) Clément Duval, *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 1184.
(2) *Zeitsch. anorg. Chem.* 20, 1899, p. 453.
(3) *Bull. Soc. Chim.*, **45**, 1929, p. 562.
(4) *Bull. Soc. Chim.* **9**, 1911, p. 15.
(5) *Thèse*, Paris, n° **349**, 1936, p. 13.

préparé donne pour le rapport atomique Mg/Zn la valeur 1,0004/0,9998; il est cassant comme du verre; il a fallu le pulvériser et le passer au tamis n° 100 pour l'utiliser avec succès.

Nous avons d'abord constaté que cet alliage est à peine attaqué par l'iodure de méthyle dans l'éther, car le complexe qui prend naissance dès le début, étant complètement insoluble, adhère au métal, empêchant toute action ultérieure. En remplaçant l'éther par un mélange d'acétate d'éthyle et de toluène, l'attaque se poursuit plus longtemps, mais reste incomplète. Par contre, dans l'acétate d'éthyle seul, la réaction s'amorce à froid dès qu'on a mis une trace d'iode; le liquide s'échauffe légèrement et il se fait bientôt un précipité gris d'aspect cristallin. Celui-ci se dissout en portant la température à 60-70° et la réaction continue. Lorsque tout le métal a disparu, la solution est limpide, parfois légèrement verdâtre. Par refroidissement, la plus grande partie du dérivé organo-métallique précipite à l'état bien cristallisé.

La solution de complexe dans l'acétate d'éthyle soumise à l'expérience de migration d'ions dans le tube déjà décrit [6] donne du zinc dans le compartiment anodique et du magnésium vers la cathode. L'analyse des cristaux conduit aux résultats suivants : Mg 4,37 %; Zn 11,85 %; I 46,02 %; C 21,70 %; H 4,00 %. D'autre part, en traitant le complexe par l'eau, il se fait un dégagement de méthane, tandis qu'il se forme de l'iodure de zinc et de la magnésie facilement séparables. Tous ces résultats s'accordent bien avec la formule (III). En raisonnant par analogie, on peut dire que, dans la formule (I) des organo-magnésiens, c'est le magnésium cathodique qui est transformé en magnésie, au cours de l'hydrolyse, tandis que le magnésium anodique reste lié aux deux atomes d'halogène par ses deux valences principales.

De plus, un tel composé se comporte bien, selon nos prévisions, à la manière d'un composé organo-zincique, car, traité par le chlorure de benzoyle en défaut ($3^{mol},25$ d'organo-métallique pour une molécule de chlorure de benzoyle), il donne de l'acétophénone facilement identifiée par sa semicarbazone (F. 201°).

Il faut signaler que cette réaction n'est pas simple, car le rendement en acétophénone, calculé par rapport au chlorure de benzoyle, est toujours de 45 pour 100, quel que soit l'excès de dérivé organométallique. Le mécanisme complet reste à élucider. Citons parmi les produits secondaires de la

---

(6) Clément Duval, *Comptes rendus*, 200, 1935, p. 2175.

réaction, des traces de benzoate d'éthyle et la formation inattendue d'un corps que nous croyons être le dérivé zincique de l'éther benzoylacétique. En effet, dans la solution ammoniacale qui a servi, après les traitements usuels, à enlever toute trace de zinc, il se dépose très lentement un solide légèrement jaune qui présente les propriétés suivantes; il brûle sur la lame de platine en laissant un résidu d'oxyde de zinc, sans magnésium. Il est peu soluble dans l'alcool et sa solution alcoolique donne une coloration rouge violet avec le chlorure ferrique. Lorsqu'on le chauffe avec de l'acide sulfurique dilué, il se dégage une odeur très franche d'acétophénone. Enfin, traité par l'acide sulfurique dilué et froid, en présence d'éther, il se dissout en abandonnant à l'éther une huile jaune pâle. Celle-ci, traitée en solution acétique par le nitrite de sodium, donne des aiguilles fondant à 123°, comme l'α-oximinobenzoylacétate d'éthyle ([7]).

Nos premiers résultats condensés dans cette Note laissent prévoir que, le calcium étant plus électropositif que le magnésium, il doit être possible de préparer un complexe tel que $[MgR^2X^2\{(C^2H^5)^2O\}_2]Ca$, ayant, cette fois, toutes les propriétés d'un composé organomagnésien.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Recherche de faibles quantités d'isopropanol dans les alcools*. Note de MM. **Maurice Métra**, **Lucien Lesage** et **Fernand Descatoire**, présentée par M. Richard Fosse.

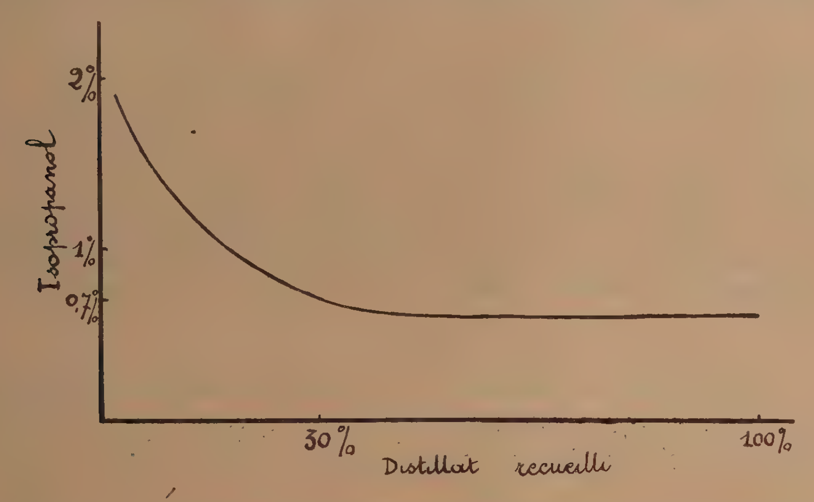
La méthode utilisée est basée sur l'oxydation de l'isopropanol par l'eau de brome saturée et sur la caractérisation de l'acétone formée au moyen d'une réaction colorée spécifique.

Mode opératoire. — On introduit 50^{cm^3} d'alcool à essayer puis 50^{cm^3} d'eau de brome dans une fiole conique de 200^{cm^3} surmontée d'une colonne de Vigreux entourée d'un manchon à circulation d'eau et reliée à un réfrigérant descendant : on chauffe lentement jusqu'à décoloration totale; on ajoute ensuite successivement 10^{cm^3} de soude à 30 pour 100 et 10^{cm^3} d'eau oxygénée à 12 volumes; on chauffe à reflux durant 5 minutes pour détruire la majeure partie des aldéhydes formées pendant l'oxydation. On distille goutte à goutte et recueille les 5 premiers centimètres cubes sur lesquels on effectue la réaction de Imbert modifiée comme suit : on ajoute 1^{cm^3} d'acide acétique glacial, 2^{cm^3} d'une solution de nitroprussiate à 10 pour 100 fraîchement préparée et 5^{cm^3} d'ammoniaque pure. Un alcool exempt d'iso-

([7]) Wahl, *Bull. Soc. Chim*, 1, 1907, 465.

propanol, même en présence d'aldéhydes, donne dans ces conditions une coloration jaune pâle; ce même alcool additionné de 0,01 pour 100 d'isopropanol donne une teinte rouge violacé. En augmentant la quantité de produit à oxyder on peut déceler des traces d'isopropanol de l'ordre du millionième.

Le rendement de l'oxydation étant constant, la méthode permet, en outre, le dosage colorimétrique de cet alcool secondaire. Elle nous a permis d'étudier la façon dont se comporte à la rectification le mélange binaire isopropanol-éthanol. Nous avons constaté que, quelles que soient les concentrations de l'alcool isopropylique dans ce mélange, nous retrouvions celui-ci en tous les points de la rectification. La courbe ci-dessous



correspond à la rectification du mélange éthanol 99 pour 100 isopropanol 1 pour 100.

Cette propriété, que nous laissait prévoir la similitude des propriétés physiques des deux alcools, fait de l'isopropanol un dénaturant efficace de l'éthanol.

L'application de cette propriété nous a permis, en outre, de rechercher des traces d'alcool isopropylique dans des milieux alcooliques complexes.

Les corps à fonctions cétoniques que peuvent renfermer ces alcools sont préalablement éliminés au moyen d'une méthode empruntée à Hoff et Macoum [1]. On rectifie en présence de soude; les premiers centimètres

(1) *The Analist*, 58, 1933, p. 749.

cubes sont éliminés; sur les fractions suivantes on recherche l'isopropanol par la réaction brome-nitroprussiate. En l'absence de ce corps la réaction est négative quelles que soient les impuretés initiales.

Recherche de l'alcool isopropylique dans les alcools naturels. — Les essais ont porté sur plus de cent échantillons de toutes provenances, ils ont été effectués sur des alcools de betteraves et de mélasses, des eaux-de-vie de vin, de marc et de fruits.

Nous n'avons jamais constaté la présence d'isopropanol dans les alcools naturels.

Nous avons voulu avoir la certitude que la présence de certaines impuretés existant normalement dans les alcools naturels n'avait pas pour effet de gêner, voire d'empêcher le développement de la réaction colorée, nous avons ajouté à ces alcools des doses minimes d'isopropanol; nous avons toujours constaté que les colorations correspondaient aux quantités ajoutées.

Si donc l'alcool isopropylique existe dans les alcools naturels, il ne s'y trouve qu'à l'état de trace.

Cette constatation est d'un intérêt certain. Elle nous permet d'affirmer que la présence d'alcool isopropylique dans un alcool commercial est due à la régénération d'un alcool dénaturé.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Influence de la nature du cycle sur les propriétés physiques de quelques époxydes isomères 1.4 et 1.5.* Note [1] de M. **Raymond Paul**, transmise par M. Robert Lespieau.

A la suite du développement de nos connaissances sur la structure cyclique des sucres, de nombreuses recherches ont été entreprises pour déterminer l'angle des valences de l'oxygène dans divers hétérocycles. Des travaux récents ont établi que cet angle est vraisemblablement voisin de 90° dans les cycles sans tension; il serait de 88° dans le tétrahydropyran (époxy-1.5-pentane) et de 100° à 105° dans le tétrahydrofuran (époxy-1.4-butane) [2].

Le cycle tétrahydropyranique apparaît donc comme dépourvu de tension, l'oxygène étant dans un plan différent de celui des cinq atomes de

---

(1) Séance du 21 mars 1938.

(2) Hibbert et Allen, *Am. Chem. Soc.*, 54, 1932, p. 4115.

carbone; quant au tétrahydrofuran sa structure serait plane et son cycle assez tendu par suite de la distorsion des valences oxydiques. Ces différences fondamentales de structure doivent subsister dans les dérivés du tétrahydropyran et dans ceux du tétrahydrofuran et l'on pouvait se demander s'il en résulterait un écart notable entre les propriétés physiques de ces isomères.

Les deux séries d'époxydes isomères, dont je donne ci-dessous la liste et les constantes, ont été obtenues par des méthodes qui ne laissent guère de doutes sur la constitution des produits : les dérivés hydropyraniques m'ont été fournis par l'action de l'époxy-1.5-bromo-5-pentane sur les organomagnésiens et les composés hydrofuraniques par hydrogénation catalytique des furylalcanes ou plus commodément des furylalcènes correspondants.

Alcoyl.tétrahydrofurans $CH^2CH^2CH^2CHCH^2R$ (cycle fermé par O).

R.	Eb.		D.	N_D.	R. M. th.	R. M. obs.	$\eta.10^{-4}$ (*).
CH^3....	108°	sous 758 mm	$0,866_{11°}$	1,41905	29,35	29,17	65,18
C^2H^5...	135°	» 773	$0,863_{10°}$	1,42555	33,98	33,81	79,28
C^3H^7...	159-160°	» 768	$0,8626_{9°}$	1,43145	38,60	38,45	107,37
C^4H^9...	70-71°	» 14	$0,862_{10°}$	1,43617	43,12	43,08	138,39
C^6H^5...	109-110°	» 10	$1,0094_{11°}$	1,5242	48,86	49,10	397,42

(*) Coefficient de viscosité exprimé en dynes par centimètre carré.

Alcoyl.tétrahydropyrans $CH^2CH^2CH^2CH^2CHR$ (cycle fermé par O).

CH^3....	101-103°	sous 758	$0,868_{11°}$	1,42175	29,35	29,26	72,1
C^2H^5...	128-129°	» 773	$0,869_{10°}$	1,42985	33,98	33,88	91,78
C^3H^7...	153-154°	» 768	$0,866_{9°}$	1,43407	38,60	38,49	116,15
C^4H^9...	64°	» 14	$0,865_{10°}$	1,43818	43,12	43,10	151,94
C^6H^5...	111-112°	» 10	$1,0229_{11°}$	1,53183	48,86	49,06	485,36

De ces résultats on peut tirer les conclusions suivantes :

1° Pour des substituants *de même nature* l'élévation du point d'ébullition est de 6 à 7° lorsqu'on passe d'un dérivé hydropyranique à son isomère hydrofuranique.

2° Le volume moléculaire des composés hydropyraniques à l'état liquide est inférieur à celui de leurs isomères hydrofuraniques. Ceci s'accorde bien d'ailleurs avec la symétrie plus grande du cycle hexatomique.

3° *A priori* la connaissance des tensions superficielles ne devait pas être d'un grand secours dans la distinction des cycles. Pour les composés précédents, en effet, la différence de parachor entre deux isomères est au plus

de 1 pour 100, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales.

Cette constante a été déterminée cependant pour deux couples d'isomères, et les résultats assez satisfaisants assignent bien aux dérivés hydropyraniques un parachor inférieur à celui de leurs isomères hydrofuraniques.

	$\gamma_{15°}$	$D_{15°}$	Parachor calc.	Parachor tr.
Époxy.1.4 octane...	27,26	0,8581	340,5	340,8
Époxy.1.5 octane...	26,65	0,862	337,4	338,1
Époxy.1.4 nonane...	27,84	0,8588	379,5	379,8
Époxy.1.5 nonane...	27,72	0,8622	377,1	377,9

4° Mais la constante la plus significative pour l'identification des cycles est certainement le coefficient de viscosité, qui, pour les dérivés pyraniques étudiés, est en effet de 10 pour 100 supérieur environ à celui des dérivés hydrofuraniques correspondants.

On peut donc dire en somme que les différences observées entre les constantes des époxydes isomères 1.4 et 1.5 traduisent une différence profonde d'architecture, ainsi que le faisait prévoir la mesure des moments électriques du tétrahydrofuran et du tétrahydropyran.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Rôle des matières étrangères dans la structure des liquides cristallins.* Note de M. **Paul Gaubert.**

J'ai déjà signalé la présence [1], dans les gouttes anisotropes de *p*-azoxyanisol et de *p*-azoxyphénétol, obtenues sur des lames de muscovite fraîchement clivées, d'une substance cristalline, non seulement orientée sur le mica, mais aussi maclée. L'étude des déplacements de cette matière m'a montré qu'elle forme les fils de la phase nématique, fils attribués à des enroulements de la structure (Grandjean et G. Friedel) ou à des impuretés (Lehmann).

Cette substance peut être isolée en faisant glisser avec une aiguille la goutte anisotrope très plate sur la lame de mica, sur laquelle elle adhère. Elle est beaucoup moins biréfringente que le *p*-azoxyanisol et l'allongement des filaments ainsi séparés est optiquement négatif.

On peut suivre les filaments des gouttes, d'abord isolées, se fusionnant

---

[1] *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 62.

ensuite pour former des plages étendues. Ils se détachent de la lame de mica pour flotter dans le liquide anisotrope et présentent alors tous les caractères des fils. Parfois, une extrémité du fil reste libre et l'enroulement de la structure est facile à constater autour de cette dernière. Donc le filament de matière étrangère fournit ici un support pour cet enroulement.

Les fils dans les plages un peu épaisses cloisonnent plus ou moins le liquide cristallin, séparant parfois des couches d'orientation différente. Le fait peut être mis en évidence par la coloration du liquide anisotrope avec une petite quantité de cyanine, matière colorante donnant aux cristaux liquides un très fort polychroïsme (teintes rouges et bleues).

On sait que les fils montrent par places, surtout avec l'addition de certaines matières étrangères, une gaine ombrée plus ou moins longue et très polychroïque (rubans de Friedel et Grandjean). Mes observations m'ont conduit à donner une nouvelle interprétation de leur production.

J'ai constaté autrefois (2) qu'un cristal d'acide méconique contenant de très fines inclusions gazeuses, possède, malgré sa faible épaisseur, un très fort polychroïsme particulier (pseudo-polychroïsme) présenté aussi par des minéraux ayant des inclusions solides très petites.

Le maximum d'absorption a lieu, comme dans les cristaux colorés par des matières se trouvant à l'état de solution solide, suivant la direction du plus grand indice de réfraction. Je fais remarquer qu'il doit être possible d'obtenir de bons polariseurs avec des cristaux ou même avec des films biréfringents, en utilisant ce phénomène optique. Ils présentent un avantage sur les cristaux colorés artificiellement, l'absorption étant à peu près la même pour toutes les radiations.

Le polychroïsme des fils à pénombre est dû à un mécanisme identique. La matière étrangère, d'abord dissoute dans le liquide cristallin, se sépare de ce dernier, à la suite du refroidissement, ou d'une modification brusque de la sursaturation, à l'état de particules très fines autour des fils; elle peut se dissoudre de nouveau, quand ces derniers toujours en mouvement l'entraînent dans une région du liquide non saturée. Naturellement, suivant la quantité de matière et son degré de division, le pseudo-polychroïsme varie d'intensité. Il correspond à l'orientation optique de la plage contenant le fil et non à la direction de ce dernier.

L'addition de certaines matières étrangères donne au liquide cristallin

(2) Paul Gaubert, *Comptes rendus*, 151, 1910, p. 1134.

des textures variées. Lehmann et Friedel ([3]) ont employé la colophane, constituée surtout par de l'acide abiétique anhydre. J'ai constaté que la phloridzine, corps facile à obtenir à l'état pur, donne des résultats beaucoup plus constants.

Cette substance, qui, comme la colophane, possède le pouvoir rotatoire, ajoutée au *p*-azoxyanisol ou au *p*-azoxyphénétol donne aux cristaux liquides des propriétés particulières, qu'ils soient obtenus dans des fentes de clivage de mica, ou sous forme de gouttes cristallines très plates sur une lame de verre et sans couvre-objet. Ainsi ces dernières peuvent montrer des fils parallèles au contour de la goutte (*Schraffierung* de Lehmann) et des anneaux plus espacés et plus larges dus à la diffusion rythmique de la phloridzine. Celle-ci se produit par le refroidissement très lent des gouttes anisotropes qui peuvent se maintenir même si la température s'abaisse jusqu'à 40°. La phloridzine se porte vers le centre de la goutte.

GÉOLOGIE. — *Les relations des dépôts à faciès* medjano-numidien *et de l'Oligocène à Lépidocyclines dans les chaînes littorales et telliennes du Département d'Alger et des régions limitrophes.* Note ([1]) de M. **Jacques Flandrin**, présentée par M. Charles Jacob.

Mes recherches depuis 1934 sur les niveaux supérieurs du Nummulitique algérien m'ont conduit à étudier les relations entre les terrains medjano-numidiens du département d'Alger et l'Oligocène à Lépidocyclines dont l'existence avait été révélée, dans le Nord de la province algéroise et dans les régions méridionales du Tell occidental, par les travaux de Ficheur et ceux surtout de M. M. Dalloni ([2]).

Jusqu'à présent M. L. Joleaud ([3]), seul des auteurs algériens, avait émis l'hypothèse d'un parallélisme entre le Numidien et les grès oligocènes du Cherichira (Tunisie) et de Boghari; pour tous les autres, le Medjanien et le Numidien appartenaient, quels que soient le sens et la valeur accordés à

([3]) G. et E. Friedel, *Zeitsch. f. Krist.*, 79, 1931, p. 49.

([1]) Séance du 21 mars 1938.

([2]) *Comptes rendus*, **151**, 1913, p. 1711, et *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 4e série, **17**, 1917, p. 97.

([3]) *Étude géologique de la Chaine numidique et des Monts de Constantine*, *Thèse*, Paris, 1912, p. 203.

ces deux termes, à un cycle sédimentaire *antérieur* à celui de l'Oligocène à Lépidocyclines.

Pendant plusieurs années j'ai moi-même adopté cette façon de voir. Peu à peu, cependant, mes recherches m'amenèrent à penser que le Medjanien-Numidien du littoral algérois et des régions voisines pouvait correspondre, en partie ou en totalité suivant les points, à l'ensemble du groupe oligocène (Aquitanien exclus) et ne représenter qu'un faciès particulier des dépôts à Lépidocyclines reconnus avant moi dans cette région et dans le Tell occidental. Cette nouvelle opinion me fut dictée tout d'abord par la présence, dans ces formations medjano-numidiennes, d'une riche faune (*Nummulites intermedius*, *N. Fichteli*, *N. vascus*, *N. incrassatus*; *Nephrolepidina Tournoueri*, *N. simplex*, *N. inflata*, *N. partita*, *N. marginata*, *Eulepidina dilatata*, *E. Roberti*, *E. formosoides*, *E. Raulini*, *Pecten arcuatus*) rappelant tout à fait celle de l'Oligocène oranais. D'autre part l'épaisseur généralement très grande de ces dépôts, dont la base renferme en de nombreux points une faune déjà nettement oligocène, s'accordait mal avec l'idée que le Lattorfien y était seul représenté. C'est ainsi, par exemple, que la série numidienne de Yakouren, près d'Azazga, dont la puissance atteint l'ordre de mille mètres, débute sur le massif ancien kabyle par des grès et des conglomérats à *Eulep. Raulini* et *E. formosoides*. Enfin l'étude des relations stratigraphiques existant entre le Numidien de Tizi-Renif et l'Oligocène porté sur la feuille Palestro 1/50000e m'a montré que ce dernier n'était pas superposé aux dépôts numidiens comme le pensait Ficheur; ces deux terrains passent en réalité de l'un à l'autre par variation latérale de faciès ([4]).

Ces différents arguments m'ont donc conduit à admettre, dans la région littorale algéroise et dans les parties voisines du département de Constantine, le parallélisme d'une partie importante des sédiments medjano-numidiens et des dépôts oligocènes reconnus précédemment en Algérie. Mais, sur ces seules données, cette hypothèse ne pouvait pas être étendue sans imprudence aux nombreux affleurements medjano-numidiens qui existent entre les régions littorales précitées et les chaînes telliennes méridionales. Dans cette zone intermédiaire, seuls les niveaux supérieurs du Dj. Morissane ont livré jusqu'à présent une faune oligocène. Partout ailleurs les terrains à faciès medjanien ou numidien se sont montrés stériles; il était

([4]) Dans la région de Dellys le problème posé est différent et son explication ne peut pas être donnée dans le cadre de cette Note.

impossible par conséquent d'établir, sur des arguments paléontologiques, leur équivalence même partielle avec les dépôts à Lépidocyclines du Tell algéro-oranais. De plus, dans tout le département d'Alger, l'Oligocène fossilifère et le Medjanien-Numidien sont toujours localisés dans des régions distinctes et leurs relations stratigraphiques ne pouvaient pas être reconnues.

Aussi, pour me permettre de juger si mes conclusions dans le Nord de la province algéroise pouvaient être étendues à son ensemble, ai-je effectué une tournée dans la région de Montgolfier (Oranie) où le Medjanien et l'Oligocène se montrent en contact. Cette région étant étudiée par M. M. Dalloni qui désire en donner ultérieurement la description, je dirai seulement que mes observations en ce point confirment, à mon avis, l'hypothèse que j'avais émise pour le Medjanien-Numidien de la zone littorale.

Il me semble donc possible d'admettre actuellement que les sédiments medjano-numidiens du département d'Alger, et vraisemblablement ceux de l'Algérie tout entière, représentent, en majeure partie tout au moins (5), un faciès de l'Oligocène dont l'âge ne diffère pas de celui des couches à Lépidocyclines découvertes dès 1913 par M. M. Dalloni. La notion d'un cycle sédimentaire unique, ayant débuté par places au Priabonien et s'étant poursuivie pendant tout l'Oligocène sous des faciès différents (Medjanien-Numidien d'une part, marnes et grès à Lépidocyclines d'autre part), doit remplacer les hypothèses classiques d'une émersion générale de l'Algérie après le dépôt du Numidien et d'une transgression stampienne localisée au petit *golfe* de Dellys-Palestro et au long *chenal* oranais. Ces conclusions s'accordent avec celles que les géologues tunisiens ont apportées depuis fort longtemps dans leurs études sur les *Grès de Khroumirie* (= Grès de Numidie) et sur les grès à Pectinidés et à Oursins du Cherichira et du Batène (6).

---

(5) Dans plusieurs régions en effet l'âge priabonien de leurs couches de base paraît bien établi par la faune.

(6) J. Boussac, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 4e série, **10**, 1910, p. 485, et M. Solignac, *Étude géologique de la Tunisie septentrionale* (*Thèse*, Lyon, 1927, p. 284-298).

GÉOLOGIE. — *Présence de Miogypsines dans le Miocène d'Égypte.* Note de M. **Jean Cuvillier**, présentée par M. Charles Jacob.

Dans un calcaire ocreux bourré de Foraminifères, provenant d'une localité située à moins de trois kilomètres à l'Ouest du Gebel el Chahabi, près du Gebel Chébréouet, et dont les échantillons furent mis à ma disposition par MM. Brinckmeier et Parks, géologues de la Vacuum Oil Company, actuellement en Égypte, j'ai eu la bonne fortune de rencontrer, en très grand nombre, des Miogypsines appartenant à l'espèce *M. irregularis* Micht. sp. (1), en compagnie d'Amphistégines rappelant *A. Lessoni* d'Orb., de Textulaires et de Lithothamniées.

C'est, à ma connaissance, la première fois que sont signalées, en Égypte, les Miogypsines dont il n'est fait mention ni dans l'excellente étude de W. A. Macfadyen (2) sur les Foraminifères du Miocène égyptien, ni dans les travaux plus anciens consacrés à la paléontologie ou à la stratigraphie du Néogène de ce pays.

Les Miogypsines du Gebel el Chahabi, dont le diamètre est généralement de 2 à 3^{mm} seulement, atteignant $0^{cm},5$ au maximum chez les individus les plus grands, sont associées à d'autres fossiles, notamment des Échinidés : *Peudarbacina Fraasi* Fourt., *Pericosmus latus* Ag., *Clypeaster* cf. *intermedius* Desm. et des Pectinidés, qui caractérisent essentiellement le Burdigalien supérieur; les Miogypsines, qui disparaissent avant l'Helvétien dans les régions méditerranéennes, trouvent ici une position stratigraphique rationnelle à un horizon élevé du Néogène inférieur.

Dans une seconde localité située entre le Gebel Aouébed et la route du Caire à Suez, à la hauteur du kilomètre 77, j'ai récemment rencontré, sous les couches à *Ostrea plicatula* Gm. et *Ostrea frondosa* Serr. var *Rohlfsi* Fuchs, le même niveau fossilifère avec Miogypsines nombreuses en compagnie d'autres Foraminifères.

Voici donc comblée une lacune dans nos connaissances relatives à la distribution de *Miogypsina irregularis* Micht. dans le bassin méditerranéen où cette espèce est extrêmement abondante; représentée dans le Sud-Ouest de la France, dans l'Apennin, en Sicile, en Albanie, au Maroc et en

---

(1) Détermination spécifique de M. A. Silvestri.

(2) *Miocene Foraminifera from the clysmic area of Egypt and Sinai* (*Surv. of Egypt, Geol. Surv.*, Cairo, 1930).

Syrie, elle trouve normalement sa place en Égypte; il est fort probable qu'elle sera ultérieurement découverte dans d'autres gisements du Miocène de ce pays dont les terrains sont puissamment développés dans le Nord du désert Arabique et bien plus encore dans la portion septentrionale du désert de Libye.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Étude des couronnes dans les brouillards naturels au sommet du Puy de Dôme.* Note (1) de M. **Jean Bricard**, présentée par M. Charles Maurain.

L'observation des couronnes nous renseigne sur les propriétés optiques des brouillards.

Appareillage. Technique. — Un projecteur, constitué par un miroir parabolique et une lampe pointolite, produit un faisceau cylindrique sensiblement parallèle, sur l'axe duquel se trouve un appareil photographique. Entre les deux est disposé un écran circulaire destiné à masquer exactement l'image géométrique de la source sur la plaque photographique afin d'éviter le halo. Une série de filtres placés devant l'appareil permet d'opérer en lumière à peu près monochromatiqué.

Les gouttes de brouillard sont captées sur une lame de verre, pourvue d'une cavité cylindrique remplie d'huile minérale très fluide, et sont photographiées avec le microscope employé par A. Monnier (2) (la description détaillée de cette méthode sera donnée dans un autre Recueil).

L'étude des clichés microphotographiques montre que les brouillards ne sont pas homogènes, et que les rayons des gouttelettes constituant un même état peuvent avoir des valeurs notablement différentes; l'une d'elles étant la plus fréquente, les autres le deviennent de moins en moins à mesure qu'elles s'en éloignent.

J'ai caractérisé chaque brouillard par la valeur moyenne de ces rayons, chacun étant mesuré à $0^{\mu},4$ près; il semble d'ailleurs illusoire de chercher une grande précision dans ces mesures qui ne sont en réalité que des moyennes et ne déterminent le brouillard qu'à un instant donné et en un point donné.

Résultats. — Au cours de six mois d'études, les conditions atmosphériques m'ont permis de réussir vingt séries de clichés, ayant trait à des gouttes de rayon compris entre 3^{μ} et 11^{μ}.

(1) Séance du 14 mars 1938.

(2) *Thèses,* Université de Caen, 1936.

Les couronnes, observées directement en lumière blanche, ressemblent aux couronnes de diffraction qu'on aperçoit en regardant une source à travers une lame de verre recouverte de poudre de Lycopode. Lorsque le rayon est supérieur à 10^{μ}, on voit plusieurs séries de couronnes irisées; au-dessous de 8^{μ}, il semble n'en rester qu'une seule. Enfin quand il devient inférieur à 5^{μ}, les teintes sont moins bien définies; la tache centrale, blanche pour des gouttes de dimensions supérieures, devient colorée, certaines couleurs disparaissent dans les couronnes; bien qu'ils soient fugitifs, j'ai pu observer des phénomènes analogues à ceux que Mecke a signalés dans les brouillards artificiels (Mecke, *Ann. der Physik*, 62, p. 485).

Lorsque le rayon des gouttes est supérieur à 10^{μ}, j'ai obtenu en lumière

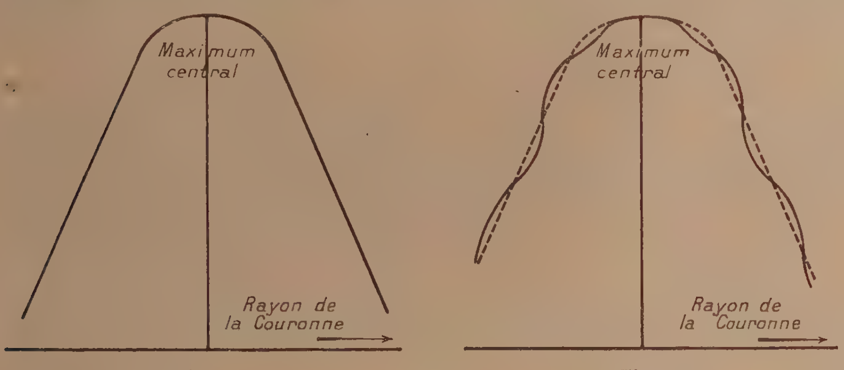


Fig. 1. Fig. 2.

rouge des clichés présentant à l'observation visuelle des anneaux alternativement sombres et clairs; les diamètres de ces anneaux, mesurés à 1/30e près, vérifient les lois de la diffraction et sont en rapport avec les dimensions des gouttes correspondantes. Dans tous les cas où les gouttes ont un rayon inférieur à 8^{μ}, ces anneaux ont disparu; il ne reste qu'une tache centrale très noire, circulaire, entourée d'une large couronne nettement limitée sur le cliché et dont le noircissement paraît uniforme.

Ces clichés, étudiés au microphotomètre, donnent une courbe de noircissement qui a toujours même allure générale. Pour des rayons de gouttes inférieures à 8^{μ}, cette courbe a l'aspect représenté par la figure 1. Il est remarquable que l'intensité décroisse régulièrement à partir du centre jusqu'aux bords de la plaque et qu'aucun palier n'indique une discontinuité correspondant aux bords interne et externe de la couronne. Lorsque le rayon des gouttes devient supérieur ou égal à 10^{μ}, les anneaux sombres et clairs

observés sur le cliché se traduisent par des ondulations autour d'une courbe moyenne qui est semblable à la précédente, et l'ensemble a l'aspect représenté par la figure 2.

Conclusion. — L'examen de ces deux courbes montre que l'action du brouillard sur la lumière transmise par le filtre rouge, et dont le maximum correspond à $0^{\mu},7$, paraît différente suivant que les gouttes ont un rayon inférieur à 8^{μ} ou supérieur à 10^{μ}. Dans le second cas elle se manifesterait par la superposition de deux phénomènes, alors que rien n'indiquerait la présence d'anneaux dans le premier. Il me semble donc intéressant de poursuivre cette étude dans les régions de rayon supérieur à 11^{μ}, qui se présenteront vraisemblablement l'été lorsque la température sera plus élevée, et de m'assurer définitivement que ces différents aspects des couronnes sont bien liés à la grosseur des gouttes de brouillard.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Acide ascorbique et pigments caroténoïdes. Signification de la réaction de Molisch et essai de localisation de l'acide ascorbique.* Note [1] de M. **André Mirimanoff**, présentée par M. Alexandre Guilliermond.

Nous avons montré [2] qu'il n'y avait pas de lien direct entre la chlorophylle et la vitamine C. Le cas des fruits, le jaunissement des feuilles et l'étude de certaines pièces florales ont conduit Giroud et ses collaborateurs [3] à établir une relation entre l'acide ascorbique et les caroténoïdes. Les tissus riches en pigments le seraient également en vitamine C. Les nombreux résultats obtenus par ces savants semblent, à première vue, confirmer cette hypothèse.

Avec le même mode opératoire que précédemment, nous avons établi des comparaisons entre les organes d'une même plante, l'expérience ayant montré combien les différences sont profondes d'une plante à une autre. Les pièces du périanthe de certaines fleurs contiennent des parties riches et des parties pauvres en caroténoïdes, et offrent un objet précieux de comparaison rationnelle.

Le tableau ci-après montre à la fois les différences énormes observées d'une variété à une autre et l'influence nulle des caroténoïdes dans un même organe.

---

(1) Séance du 21 mars 1938.

(2) *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 766.

(3) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, **18**, 1936, p. 573.

	Milligrammes d'acide ascorbique pour 100g de tissus frais.	
	Région basale riche en pigments.	Région acuminale et latérale pauvre en pigments
Tulipe, variété rouge	9,4	17,8
Tulipe, variété blanche	43,8	107,8
Tulipe, variété jaune	40,3	56,2
Clivia (¹)	5,0	11,4

C'est toujours la région basale, cependant la plus riche en caroténoïdes, qui est la plus pauvre en acide ascorbique, fait à rapprocher de nos observations précédentes sur la structure des feuilles (pauvreté des parties pétiolées). La richesse de la variété blanche dans ses parties totalement dépourvues de pigments est remarquable. Il est également intéressant de comparer diverses régions de deux fruits riches en acide ascorbique, le citron et l'orange. On sait que leur péricarpe se compose principalement d'un épicarpe riche en caroténoïdes et d'un mésocarpe dépourvu de tout pigment. Voici les valeurs obtenues, comparativement à celles de la pulpe proprement dite, riche en caroténoïdes.

	Pulpe.	Mésocarpe.	Épicarpe.
Orange	56,0	128,0	187,0
Citron	60,0	78,0	110,8

Le mésocarpe, moins riche cependant que l'épicarpe, est donc, malgré son absence de caroténoïdes et de chlorophylle, considérablement plus riche que la pulpe elle-même. Il ne peut être question, pour le mésocarpe, d'invoquer le remplacement de la chlorophylle par les caroténoïdes.

Pour compléter cette étude, nous avons essayé de localiser la vitamine C dans les tissus végétaux, et une série de recherches microchimiques a abouti aux résultats suivants :

1° Le réactif de Giroud (solution acide de $AgNo^3$ de $pH \leq 4,0$) n'est pas spécifique pour l'acide ascorbique. Il est réduit par les tannins (réaction *in vitro*, d'une part, sur *Mougeotia*, *Spirogyra*, folioles et tiges de *Rosa* d'autre part), quoique plus lentement que le réactif de Molisch, et par les pigments oxyflavoniques (Narcisse, Tulipe). Ce réactif n'est jamais réduit au niveau des chromoplastes. Dans les tissus riches en vitamines C, mais dépourvus

(¹) Pour *Clivia*, la répartition des caroténoïdes est plus irrégulière.

de pigments, l'acide ascorbique ne le réduit que d'une façon très irrégulière. Enfin nous avons constaté, dans un travail que nous publierons prochainement, que la réaction de Molisch peut être interprétée comme une réaction de photolyse : nos expériences ont été réalisées avec des grains de ponce immergés au préalable dans une solution fraîche de chlorophylle. Ces grains, qui offrent une grande surface de réaction, traités par le réactif de Molisch, noircissent rapidement à la lumière, si l'on ajoute à la solution argentique soit du glucose, soit du glycocolle. La réaction une fois amorcée à la lumière, se poursuit à l'obscurité. La chlorophylle agit comme sensibilisateur; le glucose, le glycocolle (et de nombreux dérivés organiques) fonctionnent comme donateurs d'hydrogène, l'accepteur étant le nitrate d'argent. Si la réaction de Molisch était imputable à l'acide ascorbique, elle devrait se produire aussi bien à l'obscurité qu'à la lumière, ce qui n'est pas le cas.

2° Le réactif de Bezssonof et la liqueur de Fehling, employés sur des tissus riches en facteur C, réagissent très nettement; les colorations ou réductions obtenues n'affectent jamais les plastes. Dans tous les cas observés (Narcisse, Iris, Tulipe, Orange, etc.), ce sont les vacuoles qui semblent être le siège de la réaction.

En résumé, les caroténoïdes, pas plus que la chlorophylle, n'ont de lien direct avec la vitamine C. Celle-ci, très probablement localisée dans la vacuole, est plus abondante dans certains organes, et dans des régions bien déterminées de ces organes. Sa teneur subit des variations qui sont fonction d'un métabolisme qui nous échappe encore.

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Troubles de polarité provoqués sur des boutures par diverses substances* Note de M. **Joseph Lefèvre**, présentée par M. Émile Schribaux.

Nous avons signalé ([1]) la possibilité de renverser la polarité sur des boutures de *Salix Babylonica* L. par l'acide phénylacétique. A ce renversement s'ajoute d'ailleurs une modification très nette d'allure des racines : alors que dans les conditions naturelles celles-ci apparaissent isolément sur une certaine longueur à la base, se développent longues et fines et restent longtemps dépourvues de radicelles, les racines nées sur la portion

([1]) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 83.

apicale des boutures traitées, se présentent en pinceaux fournis, en des points peu nombreux. Nettement plus grosses et plus courtes, elles se garnissent rapidement de nombreuses radicelles.

Nous avons cru intéressant d'étendre l'observation comparée à diverses substances, en les appliquant à deux espèces considérées comme manifestant au plus haut degré la polarité, *Rosa indica* Lind, var. *major* et *Salix viminalis* L. (Jean Massart, *Bull. scient. France-Belgique*, 1917).

Dans les essais très complets de Massart, leur polarité s'est montrée totale, sous les deux formes distinguées par l'auteur : radiculaire et gemmaire; aucun excitant physique (pesanteur, lumière, humidité, etc.) n'a pu y apporter la moindre atténuation.

Suivant la technique indiquée dans la Note précitée, nous avons traité des boutures de *Rosa indica* (début janvier) par des solutions aqueuses d'acide phényl-acétique (concentration 5.10^{-4}) et l'indol-β-acétique (10^{-4}); les boutures de *Salix viminalis* (mi-février) par les mêmes solutions, et en plus par l'indol-butyrique, (10^{-4}) le naphtalène-acétique (10^{-4}) et le suc exprimé des pseudo-bulbes de *Cœlogyne cristata Lindl.*

Les principales observations suivantes furent faites :

A. Salix viminalis. — 1. *Indol-butyrique.* — Départ extrêmement rapide des racines, déjà nombreuses au troisième jour (beaucoup plus tôt que sur les boutures témoins); renversement complet de polarité radiculaire avec de très nombreuses racines longues et fortes; sortie des bourgeons, nettement retardée, même sur les boutures traitées placées en sens normal. Sur les boutures renversées, un maintien accentué de polarité gemmaire s'observe d'abord, puis s'atténue progressivement.

2. *Acide phényl-acétique.* — Apparition des racines plus hâtive que sur le témoin, polarité radiculaire nettement renversée quant à la localisation d'ensemble des racines, mais encore marquée dans leur ordre de sortie et leur vigueur relative. Racines groupées, de longueur moyenne, ramifiées précocement. Éclosion assez rapide des bourgeons, sans polarité bien marquée.

3. *Naphtalène-acétique.* — Augmentation rapide (doublement fréquent en une dizaine de jours) du diamètre des boutures sur la zone médiane de leur longueur. Modifications morphologiques, puis nécroses assez fréquentes dans cette zone (une prochaine Note sera consacrée à ces modifications ainsi qu'à celles, fort importantes, provoquées par la même substance sur de jeunes plantules). Renversement de la polarité radiculaire; production, aussi bien sur les boutures normales que sur les renver-

sées, de grosses racines courtes, à structure modifiée. *Bourgeonnement inhibé.*

4. *Indol-β-acétique.* — Apparition assez précoce, avec renversement net de polarité radiculaire, de nombreuses racines, longues et plutôt fines, semblables d'ailleurs pour les deux positions des boutures traitées.

Sortie un peu retardée des bourgeons, accusant souvent, dans leur position et leur vigueur relatives, un maintien marqué de polarité gemmaire.

5. *Extrait de bulbe d'Orchidée.* — Renversement des polarités pour la localisation d'ensemble des racines et pousses vers les deux extrémités des boutures, mais persistance de tendance, accusée par la croissance relative des organes, suivant leur position dans chaque zone.

6. *Témoin.* — D'une manière générale, obéissance parfaite aux deux polarités en confirmation des observations antérieures. Toutefois, sur deux des boutures renversées de *S. viminalis*, sont apparues des racines vers l'extrémité apicale. Des atténuations de polarité peuvent donc se produire dans certaines conditions (aussi avons-nous précisé l'époque des essais) sur une plante considérée comme possédant des polarités absolues.

B. Rosa indica; *major*. — Un renversement marqué de polarité radiculaire a été observé sous l'action de l'indol β acétique comme de l'acide phényl-acétique : dans les deux cas, les racines présentent d'ailleurs un faciès très distinct en se localisant strictement sur de volumineux renflements venus remplacer les bourgeons. La polarité gemmaire a d'abord semblé persister presque entièrement : les bourgeons de la base morphologique ont débourré péniblement, puis leur développement s'est arrêté pendant presque un mois; ils ont repris progressivement ensuite une croissance normale : il semble que la circulation, d'abord sérieusement troublée, a réussi finalement à s'établir régulièrement dans le nouveau sens inversé.

CHIMIE AGRICOLE. — *Chaulage des sols acides par les calcaires naturels et la chaux agricole.* Note [1] de MM. **Victor Vincent**, **Jean Herviaux** et **Yves Coic**, présentée par M. Maurice Javillier.

Nous avons donné [2] des méthodes permettant de mesurer la capacité totale T d'un sol en CaO et sa teneur en CaO d'échange E_0. E_0 ne donne

---

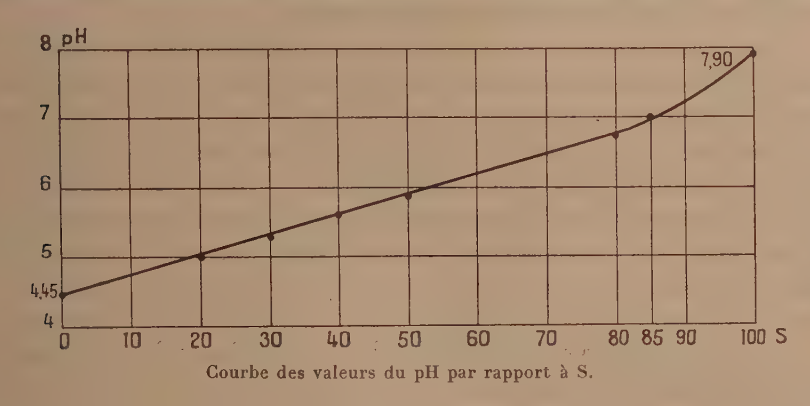
(1) Séance du 14 mars 1938.

(2) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 174.

que la chaux d'échange, T totalise les quantités de chaux correspondant aux ions Ca, Mg, Na et H^2 pour les principaux, et la chaux (K) solubilisée par l'acétate de potassium N/2, donc $(T - K) - E_0 = H_2 + Mg + Na$ échangeables. La valeur des ions Mg + Na par rapport à 100 d'ions Ca échangeables est de l'ordre de 5 à 10 pour 100; en adoptant une valeur intermédiaire 7 pour 100 et l'incorporant à E_0, la formule ci-dessus devient $(T - K) - (E_0 \times 1{,}07) = H^2$; plus simplement $T - E_0 = H^2$; $T - E_0$ représente le besoin des sols en CaO exprimé en H^2. Lorsque $H^2 = 0$, T étant constant, E_0 prend une valeur égale à T : le sol est saturé. On appelle degré de saturation S d'un sol le rapport E/T; pour E égale zéro, $S = 0$: le sol a le maximum d'acidité; pour $E = T$, le sol est saturé et $S = 100$. L'expérience montre, lorsqu'on sature un sol par du CO^3Ca pur, ou que l'on mesure les degrés de saturation des sols en place, qu'il existe une relation étroite entre S et le pH des sols : le pH représente exactement le niveau de la saturation des sols en CaO.

La courbe de ces valeurs étant obtenue en portant en abscisse les S, et en ordonnée les pH, il suffira de déterminer le pH d'un sol quelconque pour connaître immédiatement son état de saturation. Dans les sols normaux, le pH maximum ne peut dépasser 7,9 pour $S = 100$ et 4,45 pour $S_0 = 0$. Dans les sols granitiques, les pH minima obtenus n'ont jamais été inférieurs à 4,8.

On calcule facilement par cette courbe, connaissant le pH et E_0 d'un



Courbe des valeurs du pH par rapport à S.

sol, le besoin physiologique $E - E_0$ à pH 7 et T,

$$E \text{ à pH } 7 = \frac{85 \times E_0}{S_0}; \quad E - E_0 = \frac{E_0 \times (85 - S_0)}{S_0}; \quad T = \frac{100\, E_0}{S_0}.$$

Les mesures du pH et de E_0 sont indépendantes, faciles, rapides et exactes.

Applications. — A. *Chaulage par amendements calcaires.* — En présence de CO^3Ca les réactions classiques

(1) $$CO^3Ca + SH^2 = SCa + CO^3H^2,$$

(2) $$CO^3Ca + CO^3H^2 = (CO^3)^2CaH^2,$$

(3) $$(CO^3)^2CaH^2 = CO^3Ca + H^2O + CO^2$$

montrent qu'une molécule du carbonate étant utilisée pour la saturation de l'acidité du sol (SH^2), une autre molécule dissoute à l'état de bicarbonate peut se déposer à l'état de carbonate, dont la CaO, si l'acidité n'est pas saturée, sera utilisée à moitié, soit, en totalité, 75 pour 100 de la CaO du CO^3Ca employé. Expérimentalement, avec les sols en place, et dans les limites du besoin chimique, le coefficient *moyen* d'utilisation de la CaO du CO^3Ca pur est d'environ 62 pour 100; en vase, sans draînage, il atteint 74,70 pour 100. Donc si B est le besoin physiologique, la quantité de CaO exacte à donner sera $B \times 100/62$, mais les calcaires naturels ou autres ne sont pas purs, et leur valeur saturante, par suite de leur état physique, est très variable. Si l'on désigne par R la teneur en CaO pour 100 du calcaire, par V sa valeur saturante, la quantité de calcaire nécessaire égale $B \times 100 \times 100/62 \times RV$; lorsque les calcaires passent au tamis 60, la neutralisation demande quelques mois seulement et l'application peut se faire à toute époque et même en cours de végétation.

B. *Chaulage par la chaux.* — Les chaux utilisées sont des chaux vives éteintes à la vapeur, dosant de 55 à 75 pour 100 de CaO, vendues presque à l'état de farine. Ici, la réaction $Ca(OH)^2 + SH^2 = SCa + 2H^2O$ montre que toute la CaO est utilisée. Mais l'expérience décèle que 70 pour 100 environ de la chaux saturent l'acidité; que 30 pour 100 passent à l'état de CaO adsorbée dont 40 pour 100 par la suite sont susceptibles de saturer l'acidité. Le coefficient total d'utilisation est de l'ordre de 82 pour 100; donc, pour satisfaire au besoin physiologique, il faudra en CaO $(100 \times B)/82$.

La chaux adsorbée créant une alcalinité passagère qui peut être élevée, les chaulages doivent précéder les cultures de quelques mois et ne peuvent être appliqués directement sur elles.

Exemple. — Le sol acide à chauler a pour mesures pH 5,3, S_0 33,9, E_0 1,519 et E, à pH 7, 3,808. Le besoin en CaO, $E - E_0 = 2^g,289$:

a. avec un amendement calcaire dosant 80 pour 100 de CO^3Ca, de valeur saturante égale à 80 pour 100, la chaux active $= 80 \times 0,8 \times 56 = 35,84$ pour 100 et la quantité de calcaire à donner par kilogramme de terre fine =

$$\frac{2,289 \times 100}{62} : 0,3584 = 10^{g},30;$$

b. avec de la chaux agricole dosant 60 pour 100 de CaO, la quantité de chaux agricole nécessaire par kilogramme de terre fine =

$$\frac{2,289 \times 100}{82} : 0,6 = 4^{g},653.$$

On peut ainsi résoudre le problème de savoir s'il est plus économique, pour un lieu donné, d'utiliser la chaux agricole ou un amendement calcaire.

CYTOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Influence de quelques acides organiques sur le métabolisme nucléaire et sur l'amylogénèse chez le Lupin.* Note de M. **Georges Deloffre**, transmise par M. Albert Maige.

Maige ([1]) a étudié les possibilités d'assimilation de divers sucres en prenant comme critérium soit les processus de régénération nucléaire, soit l'amylogénèse. Il nous a paru intéressant d'étendre ces recherches à quelques acides organiques dont l'utilisation comme aliment carboné par les plantes supérieures a été relativement peu étudiée.

Nous avons opéré sur des axes embryonnaires de Lupin, qui, après un jeûne préalable à l'obscurité sur eau distillée, ont été sectionnés et placés sur une solution d'un acide organique. Nous avons suivi la marche de la régénération nucléaire et celle de l'amylogénèse en pratiquant, à des intervalles de temps convenables, des coupes au voisinage de la section. Voici quelques résultats pris parmi les nombreuses expériences que nous avons effectuées.

1° *Régénération nucléaire.* — Les expériences ont été effectuées à 25°, les diamètres moyens des noyaux et nucléoles sont indiqués en μ.

([1]) *La Cellule*, Vol. Jubilaire *V. Grégoire*, 35, 1924, p. 327.

	Embryon 1.		Embryon 2.	
	Noyau.	Nucléole.	Noyau.	Nucléole.
Expériences avec l'acide malique.				
Après le jeûne	14,3	2,15	13,4	1,8
» 22 h. sur acide malique à 2 °/₀	14,6	3,82	15,1	3,16
Expériences avec l'acide succinique.				
» le jeûne	11,3	1,37	12,6	1,62
» 38 h. sur acide succinique à 1 °/₀	13,5	2,7	15,1	3,06
Expériences avec l'acide citrique.				
» le jeûne	12,5	1,52	12,8	1,64
» 37 h. sur acide citrique à 5 °/₀	13,55	2,35	13,86	3,25
Expériences avec l'acide tartrique.				
» le jeûne	12,8	1,62	—	—
» 22 h. sur acide tartrique à 0,5 °/₀	12,9	2,28	—	—

Les processus de régénération nucléaire avec tous ces acides ne sont sensibles que dans les cellules situées à quelque distance de la section ($0^{mm},3$ à $0^{mm},5$); les 3 ou 4 premières coupes pratiquées au voisinage immédiat de la section présentent des cellules plus ou moins altérées.

Avec l'acide oxalique et l'acide lactique, même à la dose de 0,5 pour 100, nous n'avons jamais observé ni régénération nucléaire, ni ralentissement des processus de décroissance nucléaire par inanition.

Les acides malique, succinique, citrique sont donc susceptibles d'être utilisés par les axes embryonnaires de Lupin pour produire des régénérations nucléaires notables; l'acide tartrique est également susceptible d'être utilisé, mais ne détermine que de faibles régénérations.

2° *Amylogénèse.* — Avec l'acide malique à 2 pour 100, l'acide succinique à 2 pour 100, l'acide citrique à 5 pour 100, nous avons observé une formation abondante d'amidon.

Avec les acides tartrique, oxalique, lactique, nous n'avons jamais observé de formation d'amidon.

L'ensemble des résultats précédents nous permet de conclure que, chez le Lupin : les acides malique, succinique, citrique, susceptibles de déterminer une régénération nucléaire notable et une amylogénèse abondante sont assimilables.

L'acide tartrique, susceptible de déterminer la régénération nucléaire, mais incapable de produire l'amylogénèse, est également assimilable.

Les acides oxalique et lactique, qui ne permettent d'obtenir ni régénération nucléaire, ni ralentissement des processus de décroissance nucléaire par inanition, ni amylogénèse, ne semblent pas assimilables.

PHYSIOLOGIE GÉNÉRALE. — *Traitement mécanique du sang défibriné ou rendu incoagulable.* Note de M. **Maurice Piettre**, présentée par M. Charles Achard.

La séparation mécanique et continue du sang en ses deux phases, liquide (sérum ou plasma), solide (globules rouges surtout), n'a pas été résolue encore d'une façon complètement satisfaisante.

Sans doute la séparation de la phase liquide, à partir du sang défibriné, est réalisée depuis longtemps dans l'industrie, mais elle expose encore à des inconvénients quand il s'agit de traiter des plasmas thérapeutiques, comme c'est le cas actuellement pour la prévention séro-aphteuse. Cependant la formation de mousse abondante à la sortie du bol de la centrifuge peut être très amoindrie par addition progressive de petites quantités d'éther, la possibilité de stériliser les appareils réduit au minimum les chances de souillures, enfin une vive agitation du sang à mesure qu'il arrive dans la solution anticoagulante empêche les coagulations partielles ou toute gélification pendant l'entreposage au froid des plasmas. Par contre, la séparation de la phase solide est beaucoup plus délicate, car elle doit être complétée par au moins deux lavages successifs en liqueur isotonique (NaCl à 8,5 pour 1000, etc.).

Dans ce travail, nous nous sommes proposé, en collaboration avec M. Lucien Girard, de déterminer les conditions optima de centrifugation du sang et de lavage des hématies des principales espèces domestiques.

I. Nous avons utililisé, grâce à une subvention de la Caisse nationale des Sciences, une supercentrifigeuse Sharpless, du type tubulaire donnant jusqu'à 45000 tours/minute pour un débit moyen de 10 litres/heure. Actionnée par une turbine à air comprimé à $1^{kg},5$ par centimètre carré, elle développe une intensité de champ centrifuge de 0 à 44.10^6 dynes.

Le liquide à traiter est introduit, en alimentation continue, à la partie inférieure du rotor (volume utile 250^{cm^3}) et aussitôt soumis à une accéléra-

tion centrifuge croissante grâce à un dispositif d'alimentation tangentielle qui évite de briser les hématies à leur arrivée dans l'appareil.

Voici les conditions les plus favorables pour le sang défibriné ou le plasma citraté tenant en suspension les éléments cellulaires.

Sang défibriné.	Vitesse de rotation du rotor (t : m).	Intensité du champ centrifuge (en dynes).	Pression par cm² (en kg).	Durée de séjour dans le rotor.
Cheval (*)...	14000	$4,8.10^6$	4,8	$1^{min}34^s$
Porc........	14000	»	»	»
Mouton......	22000	$11,8.10^6$	10	»
Bœuf........	16000	$6,2.10^6$	5,6	»

(*) Maintenu homogène.

Comme on le sait, dans le sang défibriné de cheval, les globules rouges surtout se déposent assez rapidemment par simple repos au frais. Nous avons reconnu que ce phénomène massif correspond à une véritable *floculation :* agglomération des hématies accolées par leur grande face (piles de monnaie) ou plus rarement en petits amas irréguliers comme dans une agglutination. Chose curieuse, l'addition de petites quantités d'un électrolyte faible (NaCl à 8,5 pour 1000) libère immédiatement les hématies et la coloration rouge foncé des floculats vire au rose vif.

II. Le lavage des hématies est obtenu, suivant la technique classique, en mettant, à deux reprises, la purée globulaire en suspension dans 2,5 volumes de solution isotonique. Les conditions de centrifugation sont les suivantes :

	Vitesse (t : m).	Intensité de champs centrifuges (en dynes).	Pression par cm² (en kg).	Durée de séjour dans le rotor.
Cheval.......	7000	$1,2.10^6$	1,09	$1^{min}34^s$
Porc.........	12000	3,5 »	3	»
Mouton.......	16000	6,2 »	5,6	»
Bœuf.........	12000	3,5 »	3	»

Ces différences ne s'expliquent ni par les dimensions des hématies, ni par la densité des sérums ou des plasmas, toutes données très voisines.

Ajoutons, que l'emploi des appareils à marche continue, en général, s'accompagne de l'éclatement d'un nombre plus ou moins grand d'hématies projetées, à la sortie du circuit centrifuge, contre les parois des conduits d'évacuation. Ces ruptures entraînent fréquemment la formation de magnifiques cristaux d'oxyhémoglobine, surtout chez le cheval, favorisé par un

vif refroidissement dû à l'évaporation. Un dispositif est à l'étude qui permettra sans doute de mieux respecter l'intégrité globulaire et en même temps d'atténuer les vitesses de rotation.

Conclusion. — Cette technique paraît susceptible d'applications intéressantes au traitement du sérum normal, des sérums et plasma thérapeutiques. Elle permettra de reprendre avec plus de rigueur l'étude notamment du stroma globulaire et du pigment sanguin.

Précisons que la condition essentielle consiste à traiter sang ou plasma séparément pour chaque animal et immédiatement après la saignée, c'est-à-dire pendant que les hématies possèdent leur pleine résistance, avant l'action de toutes causes de fragilité, bien étudiées antérieurement par M. Charles Achard.

BIOCHIMIE COMPARÉE. — *Pouvoir alexique des sérums de téléostéens.* Note (¹) de Mme **Andrée Drilhon**, présentée par M. Paul Portier.

De nombreux travaux ont été consacrés à l'étude des propriétés particulières des sérums normaux et pathologiques en fonction du pouvoir alexique défini par Vlès (*Arch. Phys. Biol.*, 13, 1, 1936). Les recherches sur le pouvoir immunologique des poissons sont peu étendues. Nous avons tenté de mesurer la teneur en alexine dans le sérum de quelques téléostéens en appliquant les techniques utilisées pour les sérums humains.

Nous nous sommes aperçue que les concentrations employées n'étaient pas utilisables chez les poissons et nous avons dû atteindre par tâtonnement des teneurs en sérum alexique beaucoup plus élevées pour obtenir une hémolyse totale et définir avec précision le point correspondant à 95 pour 100 (pouvoir alexique).

Les tubes d'expérience contenaient $0^{cm^3},5$ de globules de mouton lavés et dilués au $1/10^e$ et $0^{cm^3},3$ de sérum hémolytique; pour un volume total de 3^{cm^3} les teneurs en sérum alexique s'échelonnaient de $0^{cm^3},5$ à $1^{cm^3},8$ (sérum de poisson dilué à 25 pour 100 dans l'eau physiologique).

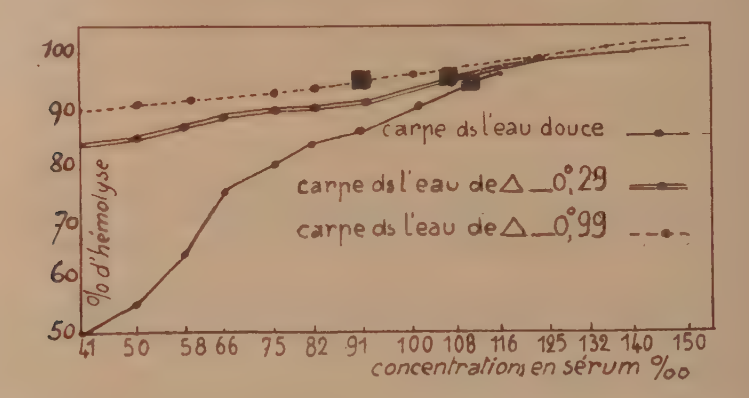
1° *Téléostéen d'eau douce* (Cyprinus carpio) *sténohalin.* — Le sang est prélevé au cœur, la coagulation s'effectue à la température du laboratoire pendant une heure et la rétraction du caillot se fait à la glacière

(¹) Séance du 14 mars 1938.

pendant trois heures et demie; le sérum séparé est dilué à 25 pour 100 dans l'eau physiologique.

Les lectures étant faites au colorimètre pour chaque solution, on applique la formule $C_1 = C_2\, I_2/I_1$, le pouvoir alexique P. A. = 1000/X, X étant la concentration en sérum dans le tube qui a fourni 95 pour 100 d'hémolyse.

Nous rapportons ci-dessous la courbe d'hémolyse de la carpe normale en eau douce.



De nombreuses déterminations nous ont donné une valeur moyenne de P. A. égale à 9 (pour le sérum humain normal le P. A. est 120). Le *pouvoir hémolytique normal* de la carpe en eau douce est nul.

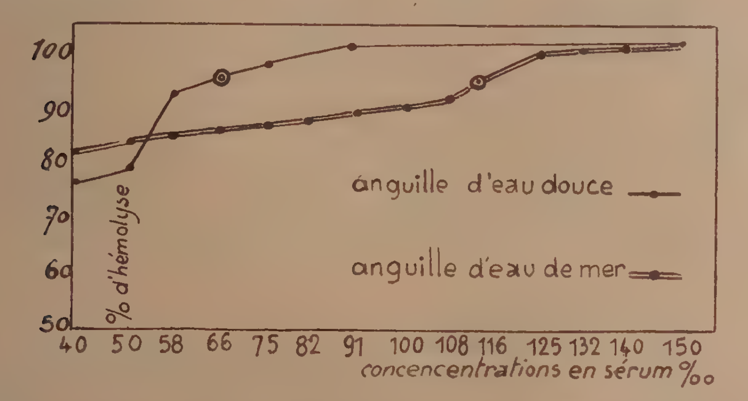
Adaptation des carpes à l'eau salée. — Nous avons adapté des carpes à un mélange d'eau douce et d'eau de mer se congelant aux Δ suivants : —0°,29, —0°,99.

Le pouvoir alexique de ces animaux adaptés à l'eau salée paraît augmenter progressivement en fonction de la concentration du milieu extérieur : il passe de 9 dans l'eau douce à 9,24 pour un Δ de —0°,29 et à 10,98 pour Δ = — 0°,99.

2° *Téléostéen d'eau douce* (Anguilla vulgaris) *euryhalin.* — Les concentrations en sérum sont les mêmes que pour la carpe et le pouvoir alexique de 4 individus s'est montré égal à 1000/66 = 15, chiffre sensiblement supérieur à celui trouvé chez la carpe.

Le P. A. d'une anguille ayant vécu 11 jours dans l'eau de mer a été trouvé égal à 1000/116 = 8,5; ce chiffre est voisin de celui de la carpe normale.

Nous donnons ci-dessous les courbes illustrant ces résultats.



Il est à remarquer que l'allure de ces tracés est très différente de ceux observés chez l'homme : ils perdent la forme parabolique et tendent à devenir des droites à peine inclinées sur l'axe des abscisses.

Il ressort de ces résultats que l'étude du pouvoir alexique chez les téléostéens constitue un nouveau caractère de spécificité des poissons sténohalins et euryhalins. Alors que ce pouvoir alexique augmente chez la carpe adaptée à l'eau salée, il diminue considérablement chez l'anguille dans l'eau de mer.

D'autre part ces valeurs du P. A., particulièrement basses si on les compare à celles des mammifères, nous laissent supposer l'existence d'une alexine spécifique qu'il serait intéressant de mettre en évidence en préparant des sérums hémolytiques particuliers à chaque espèce.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Les cultures de végétaux inférieurs tels que* Aspergillus niger, Aspergillus repens *et* Penicillium glaucum *en présence de charbon.* Note de Mme **Yvonne Jérome-Lévy**, présentée par M. Maurice Javillier.

J'ai récemment confirmé le fait (1) qu'une fermentation acétique est activée par la présence de charbon dans le milieu de culture. Dans les expériences relatées ici, j'ai recherché si le charbon serait capable de modifier la croissance de moisissures.

Le charbon utilisé dans la majeure partie de ces expériences est un

(1) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 1469.

charbon activé provenant de naphtaline, purifié à la soude et à l'acide chlorhydrique, puis lavé à l'eau distillée. Ainsi traité, il retient 1,5 pour 100 de cendres. J'ai aussi utilisé un charbon de noix de coco purifié ou non purifié, activé ou non activé : suivant le traitement il retient de 1,5 à 5 pour 100 de cendres. De plus, j'ai employé du noir d'acétylène ne contenant que 0,2 pour 100 de cendres.

Les cultures sont faites sur 250^{cm^3} de liquide de Raulin complet, dans des cuvettes de porcelaine munies d'agitateurs mécaniques pour bien mettre en contact le charbon et le liquide, ou dans des ballons à large col.

Les résultats sont les suivants :

1° En présence de 1 pour 100 de charbon, on constate habituellement une accélération du développement du mycélium d'*Aspergillus niger;* l'augmentation de poids obtenue au terme de la culture, c'est-à-dire lorsque le milieu est épuisé par une ou mieux deux récoltes, est variable et vaut en moyenne 6 pour 100 du poids sec.

2° L'aspect du mycélium change lorsque la culture est faite en présence de charbon : la sporulation est avancée, la face inférieure du mycélium est plus blanche, moins ondulée et plus élastique.

3° Des charbons de différentes natures ont une action différente. Des quantités, même faibles, influencent la croissance du mycélium; avec 0,1 pour 100 j'ai obtenu des modifications du poids de la récolte. Le noir d'acétylène a donné le plus souvent le meilleur résultat.

4° Le maximum d'effet du charbon s'est manifesté, à 35°, pour une durée de culture de 62 heures.

5° L'introduction de charbon dans le liquide de Raulin n'a pas modifié le pH qui a varié de la même façon dans les cultures contenant du charbon et dans celles n'en contenant pas.

6° J'ai essayé de vérifier si les charbons ont une propriété antitoxique vis-à-vis du sulfate de cuivre, du formol et des toxines produites par le mycélium lui-même. Je n'ai pu constater aucune action antitoxique nette du charbon de noix de coco activé ou non activé lorsque celui-ci est, avant la culture, agité avec le milieu contenant la substance toxique, ou lorsqu'il est mis dans le liquide pendant la croissance de l'*Aspergillus*.

Seul, le noir d'acétylène, qui, par suite de son extrême ténuité présente une très grande surface, a provoqué une augmentation du poids du mycélium dans des milieux rendus légèrement toxiques par l'introduction de sulfate de cuivre ou de formol. Mais cette augmentation ne s'est manifestée que dans le cas où ce charbon est resté en contact avec le mycélium pendant

la croissance de l'*Aspergillus*; lorsque le liquide toxique est agité avec le noir d'acétylène et filtré avant l'ensemencement, il garde toute sa toxicité, et le poids du mycélium récolté reste sensiblement le même que dans le cas où l'*Aspergillus niger* s'est développé directement sur le liquide toxique. Il semble, tout au moins dans ce cas, que la cause de l'effet favorable du charbon réside dans une autre propriété que l'adsorption pure et simple de la substance toxique.

7° Du charbon activé à la dose de 1 pour 100 a provoqué un léger gain de rendement avec *Aspergillus repens*.

Avec *Penicillium glaucum*, je n'ai pas obtenu d'accroissement de poids.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Influence de la* cystine traitée *sur l'effet Pasteur chez* Propionibacterium pentosaceum *lavé*. Note de Mme **Paulette Chaix**, présentée par M. Maurice Javillier.

Dans un précédent travail concernant les relations existant entre fermentation et respiration chez *Propionibacterium pentosaceum*, nous étions arrivée à la conclusion que, en ce qui concerne la dégradation du glucose, l'antagonisme entre fermentation et respiration correspond à deux actions contraires, tendant à se contre-balancer : d'une part l'oxydation (réversible), par l'oxygène, du mécanisme fermentatif des cellules, et d'autre part la protection de ce mécanisme fermentatif contre l'oxydation, par une substance existant naturellement dans les cellules, substance à laquelle nous avons provisoirement donné le nom de système X, et qu'il est possible d'extraire des cellules vivantes par un traitement convenable [1].

La présente Note, basée sur des expériences tout à fait différentes des précédentes, apporte de nouveaux arguments en faveur de cette manière de voir.

Nous étudions ici le métabolisme aérobie et anaérobie du glucose par *Prop. pentosaceum*; les cellules bactériennes, utilisées en quantités quelconques, et après avoir subi un lavage prolongé, sont placées ou non en présence de cystine ayant préalablement subi l'action réductrice du glucose en milieu légèrement alcalin (pH 8,6) (cystine traitée).

Les conditions expérimentales sont les suivantes : le lavage est fait à la température de 28°, en plaçant la suspension bactérienne dans une bougie Chamberland, en communication avec un réservoir contenant une solution de glucose 0,5 pour 100,

---

[1] *Enzymologia*, 3, 1937, p. 288.

NaCl 0,9 pour 100 et CO^2NaH 0,16 pour 100; cette solution est saturée de CO^2, ce qui lui assure un pH de 6,4. Elle traverse la bougie Chamberland pendant 15 à 20 heures, à raison de 50^{cm^3} environ à l'heure. Les organismes ainsi traités sont récoltés, puis après un nouveau lavage par centrifugation dans une solution de NaCl à 0,9 pour 100, ils sont remis en suspension dans une solution fraîche identique à la solution glucosée de lavage, additionnée ou non de 4^{mg} de cystine traitée, pour 5^{cm^3} de solution. La suspension bactérienne ainsi obtenue est placée dans les récipients de l'appareil de Warburg, à 29° et à pH 6,4, soit en présence de CO^2 pur, soit en présence d'un mélange de $CO^2 + O^2$, et la vitesse des échanges gazeux est mesurée selon la technique habituelle.

Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau ci-dessous, dans lequel :

F = milligrammes de glucose disparu par fermentation en anaérobiose, par heure et milligrammes de bactéries; *f* = milligrammes de glucose disparu par fermentation en aérobiose, par heure et milligrammes de bactéries; R = milligrammes de glucose disparu par respiration en aérobiose, par heure et milligrammes de bactéries.

Poids des bactéries en mg/5^{cm^3}.	F.10^3. Témoin.	F.10^3. + Cystine traitée.	*f*.10^3. Témoin.	*f*.10^3. + Cystine traitée.	R.10^3. Témoin.	R.10^3. + Cystine traitée.
11,2	40	57	14	26	14	13
9,0	30	69	9	28	9	16
11,1	43	70	21	51	16	27
13,9	41	55	12	–	13	–
15,2 (*)	23	31	14	23	11	11
9,7	38	62	10	29	14	18
Moyennes	36	57	13	31	13	17

(*) Bactéries ayant subi un lavage de 38 heures.

Il ressort de ces chiffres que :

1° La vitesse de la fermentation anaérobie par les bactéries lavées est fortement accrue par l'addition de cystine traitée; cet accroissement, qui est en moyenne de 58 pour 100, rend à F une valeur qui, quoique inférieure à celle présentée par les bactéries normales, sans cystine, (80), s'en rapproche sensiblement;

2° La fermentation aérobie par les bactéries lavées est augmentée de 140 pour 100 par la cystine traitée, sans que leur respiration diminue : celle-ci s'accroît au contraire légèrement et, si cet accroissement est faible, il n'en est pas moins constant, sa moyenne étant de 30 pour 100.

Ces résultats confirment que l'effet Pasteur dépend en grande partie de l'oxydation du système fermentaire selon un mécanisme qui sera discuté ailleurs.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur les circonstances d'apparition de pigments jaunes dans le liquide de culture d'*Aspergillus niger. Note de M. **Jean Lavollay** et Mme **Françoise Laborey**, présentée par M. Maurice Javillier.

Nous avons signalé ([1]) que le mycélium d'*Aspergillus niger*, cultivé sur un milieu pauvre en magnésium, développe un pigment jaune diffusant dans le liquide de culture. Certaines propriétés de ce pigment nous l'ont fait classer dans le groupe des flavines.

Nous avions trouvé que, dans certaines conditions expérimentales (200^{cm^3} de liquide du type Raulin-Javillier dans des récipients cylindriques de 10^{cm} de diamètre, ou 150^{cm^3} dans des ballons Pyrex de 250^{cm^3}), le liquide de culture atteignait la plus forte coloration jaune pour une concentration de $0^{mg},4$ de Mg pour 100^{cm^3}.

La même coloration se développe, pour de basses concentrations en magnésium, si l'on utilise un liquide de composition différente, tel que celui de Czapek où, en particulier, l'azote est sous forme uniquement ammoniacale. Le maximum de pigmentation correspond pendant les trois premiers jours à la concentration de $0^{mg},4$ de Mg pour 100^{cm^3}; il correspond ensuite à une concentration plus faible, celle de $0^{mg},19$ de Mg pour 100^{cm^3}, la plus basse d'ailleurs que nous ayons expérimentée. La concentration en magnésium conduisant au maximum de pigmentation dépend donc de la composition du milieu.

Si l'on réalise les cultures sur milieu liquide du type Raulin-Javillier en faisant en sorte que la composition du liquide reste pratiquement constante pendant toute la durée de la végétation ([2]), il n'y a plus, pour la pigmentation d'optimum de concentration en Mg; la quantité de pigment formée est d'autant plus grande que la *concentration* en magnésium est plus faible. *La pigmentation jaune du milieu apparaît comme un effet de la carence magnésienne.*

Le maximum de pigmentation, préalablement trouvé pour une teneur de $0^{mg},4$ de Mg pour 100^{cm^3} de liquide de culture, est donc un artefact provenant de deux causes jouant en sens opposé lorsqu'on modifie la concentration en Mg : la masse de mycélium formé et la quantité de pigment produite par l'unité de masse de matière vivante.

([1]) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 179.

([2]) J. Lavollay et Mme F. Laborey, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 1686.

D'autres essais, conduits suivant la technique de culture sur milieux de volume limité, ont montré les faits suivants :

1° L'acide ascorbique active le développement et inhibe la formation de pigment (fait déjà établi par nous) ([3]).

2° La pigmentation du milieu dépend du rapport : surface offerte au mycélium/volume de solution nutritive. La pigmentation est d'autant plus forte que ce rapport est plus bas, c'est-à-dire que la masse de substance vivante formée est plus faible par rapport aux réserves nutritives du milieu.

3° Le voile mycélien étant formé, si l'on introduit du gaz carbonique dans les ballons de culture, la croissance est fortement ralentie; mais la teinte jaune du liquide devient très intense.

4° La présence au fond du milieu de culture de charbon activé privé de magnésium par traitement chlorhydrique augmente sensiblement le développement du mycélium; mais elle inhibe la formation du pigment, la partie inférieure du mycélium n'est même pas colorée.

De la comparaison de ces quatre facteurs modifiant la quantité de pigment jaune formé par carence magnésienne, il paraît bien résulter que le pigment est d'autant plus abondant que le métabolisme d'entretien l'emporte plus sur le métabolisme de croissance et inversement; *il y a d'autant plus de pigment que l'organisme fonctionne davantage en agent de fermentation.*

Enfin nous avons comparé l'influence des formes nitrique et ammoniacale de l'aliment azoté. Pour de faibles concentrations en magnésium, les cultures ammoniacales sont d'abord les plus pigmentées, mais ce résultat s'inverse à partir du deuxième jour; les liquides de cultures nitriques présentent dès lors une belle fluorescence verte et se maintiennent beaucoup plus jaunes que les autres. L'inversion qui se produit au deuxième jour peut être attribuée à ce que la germination est plus rapide sur le milieu à azote ammoniacal, et l'on peut conclure que la réduction des nitrates s'accompagne d'une formation plus considérable de pigment.

En résumé, la carence magnésienne entraîne la production de pigments flaviniques en proportion susceptible d'être modifiée en plus ou en moins par des agents agissant sur la croissance. On peut sans doute rattacher cette carence à l'action des facteurs qui, réduisant le métabolisme de croissance, obligent l'organisme à se conduire en ferment.

([3]) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 179.

MICROBIOLOGIE. — *Sur l'évolution de l'agent de la conjonctivite rickettsienne des ruminants.* Note de MM. **André Donatien** et **Fernand Lestoquard**, présentée par M. Emmanuel Leclainche.

Rickettsia conjunctivæ Coles 1931, qui est la cause d'une conjonctivite aiguë des ruminants, n'avait été jusqu'ici étudiée que sous la forme rickettsienne classique, observée au cours de la période d'état de la maladie naturelle. Grâce à l'examen quotidien de sujets infectés expérimentalement, nous avons pu suivre le cycle évolutif de ce microorganisme.

Sur les frottis obtenus par raclage léger de la conjonctive, fixés à l'alcool iodé et colorés au May-Grünwald-Giemsa, les cellules épithéliales normales présentent un cytoplasme homogène d'une teinte bleue uniforme. Deux ou trois jours après la contamination, on voit apparaître, dans un petit nombre de cellules, des masses volumineuses rondes ou ovales qui dépriment le noyau. Elles sont bien délimitées, isolées du cytoplasme par une étroite zone claire, colorées en rouge, avec parfois un centre plus sombre. A un stade plus avancé, ces masses se fragmentent en un certain nombre de grains, contenus ou non dans des alvéoles. Les cellules parasitées deviennent alors plus nombreuses. Cette phase s'étend jusqu'au huitième jour environ. Les grains sont ensuite libérés et viennent se loger dans d'autres cellules épithéliales. Ils sont de forme et de taille variables : arrondis ou anguleux, et mesurent de $0^{\mu},5$ à 3^{μ}. On en trouve un ou plusieurs dans la même cellule. Ils sont encore colorés en rouge.

Vers le 9e ou 10e jour, on arrive à la phase terminale, marquée par l'apparition des éléments rickettsiens classiques : cocci, coccobacilles, anneaux de couleur lilas, de $0^{\mu},2$ à $0^{\mu},4$ de diamètre. On les voit dériver directement des grains rouges. Certaines cellules contiennent à la fois des grains rouges et des éléments terminaux. Ces derniers se présentent d'abord en petits amas qui grossissent, se réunissent et finissent par occuper la totalité du cytoplasme de la cellule épithéliale, qui éclate parfois. Inclusions rouges et éléments terminaux se rencontrent uniquement dans les cellules épithéliales. On n'en trouve jamais dans les leucocytes polynucléaires, ni dans les leucocytes mononucléaires des néoformations lymphoïdes, semblables aux *granulations* du trachome que l'on observe dans la conjonctivite du mouton.

L'évolution de *Rickettsia conjunctivæ, localisée dans les cellules épithé-*

liales, à l'exclusion des cellules des follicules néoformés, est donc identique à celle des *inclusions* du trachome humain [*Rickettsia trachomatis* (Halberstädter et von Prowazek), Foley et Parrot], décrite par Halberstädter et von Prowazek, en 1907, et par Leber et von Prowazek, en 1913. Les *grains rouges* de la conjonctivite des ruminants correspondent exactement aux *corps initiaux* et les *éléments terminaux* aux *corps élémentaires* de ces auteurs. Il y a analogie morphologique et biologique complète entre *R. conjunctivæ* et la *Rickettsia* du trachome, telle qu'elle a été définie par Thygeson et par Foley et Parrot.

BACTÉRIOLOGIE. — *Étude comparative de la réaction phagocytaire des cobayes à l'injection intrapéritonéale de bacilles tuberculeux morts et de bacilles partiellement délipidés (chimiovaccin)*. Note de MM. **Michel Machebœuf, Joseph Dieryck** et Mme **Blanche Dieryck**, présentée par M. Louis Martin.

Nous avons montré [1] que l'on pouvait conférer aux lapins une immunité très manifeste vis-à-vis de l'infection tuberculeuse expérimentale. Nous avons pour cela utilisé un *chimiovaccin*, préparé en délipidant partiellement des corps bacillaires par une technique appropriée. Les bacilles lavés, encore vivants, sont épuisés par de l'acétone, puis par de l'éther qui les tuent et leur enlèvent certaines substances non antigéniques, gênantes pour la formation des anticorps chez les animaux. Nous avons, depuis lors, pu confirmer et amplifier nos premiers résultats; nous avons, par exemple, à l'heure actuelle, une série de lapins vaccinés qui survivent encore, après deux années entières, à une infection tuberculeuse expérimentale qui a tué en cinq mois en moyenne tous les témoins non vaccinés.

Lors de nos premiers essais, l'une de nos idées directrices avait été la suivante : si les bacilles simplement tués par la chaleur ne constituent pas un vaccin efficace, cela doit être dû à la présence en leur sein de substances toxiques pour les cellules chargées de l'élaboration des anticorps. Nous avions cherché à enlever aux bacilles la plus forte proportion possible des substances non antigéniques, sans enlever ou inactiver leurs antigènes. Des essais préliminaires nous avaient fait penser que certaines des substances enlevées aux bacilles par l'acétone ou par l'éther, pour préparer notre

---

(1) M. Machebœuf et J. Dieryck, *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 164.

chimiovaccin, étaient toxiques pour les cellules phagocytaires. Nous avons poursuivi ces essais et nous avons pu vérifier que l'enlèvement aux bacilles des substances extractibles par l'acétone et l'éther en favorise considérablement la phagocytose expérimentale dans le péritoine du cobaye.

Nous avons effectué plusieurs séries d'expériences et nous n'exposerons ici que les faits observés avec une constance absolue dans tous nos essais. Aux animaux témoins, nous avons injecté, dans le péritoine, en suspension dans 1^{cm^3} d'eau salée isotonique, 1^{mg} de bacilles bovins (souche Vallée), préalablement tués par un séjour de 30 minutes à 120°. Aux animaux servant à l'étude du chimiovaccin, nous avons injecté, dans les mêmes conditions, une quantité correspondante de corps microbiens de même souche, mais préalablement épuisés, dans le vide et à froid, par de l'acétone purifié, puis par de l'éther. A intervalles réguliers, nous avons ensuite ponctionné aseptiquement les péritoines d'animaux de chaque lot. Une goutte de chaque liquide péritonéal fut étalée sur lame, puis colorée par la technique de May Grünwald-Giemsa. Nous avons enfin comparé les lames homologues en déterminant l'état d'altération des cellules phagocytaires et la proportion des cellules de chaque type (polynucléaires, lymphocytes et monocytes) de façon à tracer les courbes représentatives des variations de la formule cytologique en fonction du temps.

L'aspect de ces courbes ne manifeste pas de différence très notable entre les liquides péritonéaux des animaux témoins et des animaux recevant le chimiovaccin ; les substances responsables de l'afflux leucocytaire et de son évolution en fonction du temps sont donc présentes dans le chimiovaccin comme dans les bacilles entiers ; ce premier fait est important.

Par contre une différence considérable dans l'état d'altération des cellules phagocytaires se manifeste dès les premières heures pour persister pendant cinq jours environ.

Après cinq heures, les cellules phagocytaires des animaux témoins sont déjà altérées. L'altération porte surtout sur les neutrophiles. Chez les animaux qui ont reçu le chimiovaccin, aucune altération ne se manifeste à la cinquième heure ; même après douze heures, d'ailleurs, l'altération des neutrophiles n'est ici perceptible que sur 4 pour 100 environ de ces cellules. Les monocytes sont alors tous intacts, tandis que chez les témoins, leur altération est déjà manifeste. Dans les trois jours suivants, l'altération des cellules phagocytaires dans les liquides péritonéaux des témoins est encore importante. Chez les animaux qui ont reçu le chimiovaccin, au

contraire, la proportion des cellules altérées est infime et ne dépasse à aucun moment 6 pour 100.

Après le quatrième ou le cinquième jour, aussi bien chez les témoins que chez les autres, les cellules phagocytaires présentes dans l'exsudat ne sont plus sensiblement altérées, et la formule cytologique évolue dans les deux cas de façon très voisine.

Nous concluons ainsi : 1° la vaccination par voie endoveineuse des lapins par notre chimiovaccin confère aux animaux une résistance très manifeste et de très longue durée à l'infection tuberculeuse; 2° les substances qui, lorsque l'on injecte des bacilles tuberculeux, provoquent l'afflux leucocytaire, sont indépendantes des substances responsables de l'altération des cellules phagocytaires; 3° la technique que nous avons proposée pour préparer le chimiovaccin enlève effectivement aux bacilles des substances phagocytotoxiques.

TOXICOLOGIE. — *La flore colibacillaire des fromages et les intoxications alimentaires.* Note (1) de M. **Daniel Florentin**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Il nous a été signalé à plusieurs reprises des cas d'intoxication alimentaire devant être attribués, selon toute vraisemblance, à l'ingestion de fromage. Ces accidents, d'après les observations cliniques faites, dans plusieurs cas, par des médecins, présentaient nettement les caractères d'une intoxication par des toxines microbiennes et, dans un cas, il y eut même quelques symptômes faisant croire à une fièvre typhoïde; mais la fièvre tomba le troisième jour et aucun accident tardif n'apparut. Un des fromages suspects fut broyé et le filtrat à la bougie de porcelaine injecté dans le péritoine d'un cobaye provoqua chez l'animal quelques troubles qui cédèrent le deuxième jour.

Or nous avons caractérisé, dans tous ces fromages suspects, de nombreuses bactéries du groupe bacille, ainsi que des entérocoques. Ceci nous a conduit à procéder à une étude bactériologique des fromages consommés en France; elle nous a permis de constater que ceux-ci contenaient assez souvent du bacille coli, parfois même en grande quantité. Il s'agit, en

(1) Séance du 21 mars 1938.

l'occurence, des coli bacilles indologènes, mais ceux-ci sont en outre accompagnés d'un grand nombre de bacilles non indologènes et de bactéries putrides et, assez souvent, d'entérocoques que nous avons aisément isolés à l'aide du procédé de M. Rochaix (bouillon fortement phéniqué à 42°); par contre, dans les échantillons que nous avons examinés, nous n'avons pu caractériser la présence de streptocoques.

Voici d'ailleurs quelques-uns de nos résultats :

Pont-Lévêque (fromage ayant occasionné une intoxication), plus de 1000 coli par gramme, présence d'entérocoques.
Bourgogne, plus de 500 coli par gramme, présence d'indol.
Port-Salut, 1er échantillon, absence de coli dans 1g.
» 2e échantillon, présence d'environ 20 coli dans 1g.
Hollande d'origine, 200 coli dans 1g.
» français, absence de coli.
Bel Paese, plus de 400 coli dans 1g.
Gruyère et Emmenthal suisse, absence de coli.
Roquefort et Bleu d'Auvergne, absence de coli dans 1g.
Camembert, 30 coli par gramme.
Brie, 50 coli par gramme.
Reblochon, plus de 500 coli par gramme, etc.

On voit que la présence du coli est loin d'être constante dans tous les fromages. En particulier, les fromages cuits, du type gruyère, en sont exempts; les fromages demi-cuits, type Port-Salut et Hollande, en contiennent généralement pas ou peu. Parmi les fromages fermentés, il faut distinguer les fromages dans lesquels les moisissures sont les agents les plus actifs de l'affinage du caillé (Roquefort, Bleu d'Auvergne et aussi les fromages du type Camembert) de ceux qui sont affinés grâce à l'action du tyrothrix et d'autres microbes anaérobies (Pont-Lévêque, Livarot, Saint-Florentin etc.). Dans les fromages où l'action des moisissures, en particulier celle de *Penicillium glaucum*, est nettement prépondérante (Roquefort), nous n'avons pas trouvé de coli bacille; dans les fromages du type Camembert, il existe assez souvent, dans la pâte, des coli bacilles, mais en petit nombre généralement.

Au contraire, dans les fromages mous (type Pont-l'Évêque), on trouve, la plupart du temps, de nombreux coli. Bien plus, dans ces fromages, le coli semble responsable de certains caractères organoleptiques de la pâte; c'est ainsi que nous avons pu caractériser, dans quelques fromages à odeur putride, la présence de composés indoliques. Cependant, ainsi que nous le

montrerons ultérieurement, la caséine de ces fromages ne subit pas une dégradation très marquée, et le goût prononcé qu'ils possèdent semble dû surtout à la présence d'éléments indoliques provenant de l'action des bactéries du groupe coli sur la caséine. On conçoit que, dans ces conditions, certaines variétés de coli (peut-être même des salmonellées) puissent fabriquer des toxines et des endotoxines, causes de troubles chez certaines personnes sensibles à leur action. Ils sont peut-être également la source de de ce tyrotixicon ou de cette tyrotoxine, décrits par Vaughan et par Dorkum, qui paraissent responsables des intoxications graves.

Quoi qu'il en soit, il est quelque peu alarmant de constater que, tandis qu'on prohibe le coli bacille dans l'eau, les huîtres etc., la consommation de certains fromages conduit à en absorber des quantités considérables, et il apparaît que la consommation des fromages colibacillaires n'est pas sans présenter des inconvénients pour l'organisme, ainsi qu'en témoignent les quelques intoxications assez graves que nous avons relatées plus haut.

Autant qu'il nous a été possible de le faire jusqu'ici, il nous apparaît que les fromages faits à l'aide de lait convenablement stérilisé, puis ensemencés de cultures sélectionnées, ne contiennent pas ou peu de coli, et il semble bien que ce soit de ce côté qu'on doive s'acheminer pour améliorer la qualité bactériologique des fromages.

SÉRODIAGNOSTIC. — *Sur deux nouveaux antigènes pour la séroréaction du paludisme d'après la méthode de Henry.* Note de MM. **Spiro Livierato**, **Marino Vagliano** et **Nearchos Kokaraki**, présentée par M. Hyacinthe Vincent.

Nous avons constaté que, pour réaliser la réaction de Henry, il n'est pas absolument nécessaire de se servir comme antigène de l'œil de bœuf ou de la mélanine de la seiche. La fibre musculaire (muscle du mouton ou cœur de bœuf) peut servir aussi avantageusement d'antigène que les deux premiers pour la réaction de sérofloculation du paludisme.

Il en est de même pour la fibrine du sang préparée de la même façon.

Notre technique de préparation des antigènes avec ces substances est la suivante :

Un fragment de muscle de mouton, de cœur de bœuf ou de fibrine est trituré aseptiquement et mélangé au fur et à mesure avec 6 fois son volume d'eau distillée et stérilisée.

Cette suspension plus ou moins homogène est filtrée sur des gazes. Nous ajoutons 1$^{cm^3}$ de formol du commerce à 200$^{cm^3}$ de filtrat. Nous laissons pendant quelques jours le liquide à la glacière. Ce liquide, centrifugé et dilué au 1/10e, peut servir à pratiquer la réaction de floculation de la même manière que l'antigène de l'œil de bœuf ou de mélanine de la seiche. Les résultats de ces réactions furent les mêmes avec les deux antigènes mélaniques (bœuf et seiche) qu'avec les deux nouveaux antigènes (fibre musculaire et fibrine du sang) :

Séro-floculation.	Réactions : Antigène mélanique de bœuf 3,5 pour 100 Cl Na.	de muscle du cœur 3,5 pour 100 CL Na.	de fibrine à H^2O.	Contrôle Cl Na 3,5 pour 100.	Contrôle H^2O.
.... Forte	16. Très posit.	16. Très posit.	16. Très posit.	3. Douteuses 13. Négatives	6. Faiblement posit. 8. Douteuses 2. Négatives
.... Positive	5. Positives	5. Positives	5. Positives	5. Négatives	1. Douteuse 4. Négatives
.... Douteuse	3. Négatives 3. Douteuses	2. Négatives 4. Douteuses	3. Négatives 1. Douteuse 2. Positives	6. Négatives	6. Négatives
.... Négative	11. Négatives	11. Négatives	11. Négatives	11. Négatives	11. Négatives

Les deux nouveaux antigènes diffèrent sensiblement dans leur constitution. Leur pouvoir de floculation doit donc être interprété autrement que par la conception actuelle du mécanisme de la floculation du sérum des paludéens.

M. **Léon Launat** adresse une Note *Sur l'origine de la période de* 430 *jours dans la rotation terrestre*, où il propose de faire entrer dans les calculs de la polhodie terrestre la forme tétraédrique de la Terre et les déplacements de la barysphère en fusion.

A 15^{h}30^{m} l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16^{h}.

E. P.

ERRATA.

(Séance du 7 mars 1938.)

Note de M. *Léon Lecornu*, Sur le découpage d'un corps solide :

Page 706, première équation (1), *au lieu de* N_3/h, *lire* N_3/λ; deuxième équation (2), *au lieu de* λ, *lire* h.

Page 707, ligne 10, *au lieu de* $\varphi(xy)$, *lire* $\varphi(x, y)$; supprimer le facteur h dans les valeurs de N_1 et N_2 et dans les équations (7) et (8); ligne 15, en remontant, *au lieu de* $\partial s/\partial n$, *lire* $\partial s/\partial x$.

Page 708, ligne 6, en remontant, *au lieu de* $2(C + C')$, *lire* $2\mu(C + C')$.

Page 709, ligne 3, *au lieu de* ω_3, *lire* ω.

Note de M. *Robert Fortet*, Résolution d'un système d'équations de M. Schrödinger :

Page 721, rectifier comme suit le système (S)

$$(S) \quad \begin{cases} \varphi(x)\displaystyle\int_{\mathcal{S}_2} g(x, y)\,\psi(y)\,dy = \omega_1(x), \\ \psi(y)\displaystyle\int_{\mathcal{S}_1} g(x, y)\,\varphi(x)\,dx = \omega_2(y). \end{cases}$$

Note de M. *Szolem Mandelbrojt*, Application d'un théorème sur les arguments des singularités :

Page 732, équation (1) et (2), *au lieu de*

$$\frac{\lambda_{n_{j+1}}}{\lambda_{n_j}} > \lambda_1 > 1,$$
$$|a_{n_{j+1}}| > d > 0,$$

lire

$$\frac{\lambda_{n_j+1}}{\lambda_{n_j}} > \lambda_1 > 1,$$
$$|a_{n_j+1}| > d > 0.$$